



**Rafael Andrez Vieira**

Licenciado em Ciências de Engenharia Mecânica

**Estudo Numérico da Formação de *Inlet Ground Vortices* num Motor de Turbina de Gás Próximo do Solo Perante um Escoamento Cruzado**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em  
**Engenharia Mecânica**

Orientadora: Prof. Doutora Diana Filipa da Conceição Vieira,  
Professora Auxiliar Convidada, Universidade  
NOVA de Lisboa

Júri

Presidente: Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde,  
Professor Auxiliar, FCT-NOVA  
Arguente: Prof. Doutor Moisés Gonçalves de Brito,  
Professor Auxiliar Convidado, FCT-NOVA



FACULDADE DE  
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

**Março, 2021**



## **Estudo Numérico da Formação de *Inlet Ground Vortices* num Motor de Turbina de Gás Próximo do Solo Perante um Escoamento Cruzado**

Copyright © Rafael Andrez Vieira, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade NOVA de Lisboa.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade NOVA de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.





# Agradecimentos

A dissertação de mestrado que aqui se apresenta representa o culminar e o término de uma etapa notoriamente importante para mim e que cuja realização apenas foi possibilitada graças ao apoio prestado, direta ou indiretamente, por muita gente, sobejamente fundamental nestes tempos conturbados.

Primeiramente, gostaria de agradecer à minha orientadora Professora Doutora Diana Vieira, pela sua orientação e apoio incondicional nos momentos que mais o exigiam, pela paciência e calma com que geriu a minha situação nestes tempos difíceis, pelos bons momentos de humor e boa disposição nas nossas reuniões e por toda a partilha de conhecimento, não só ao longo deste projeto como também no decorrer do curso, tudo isto imprescindível para realizar esta dissertação.

Agradeço igualmente a todos os meus amigos de longa data, aos meus colegas e à própria faculdade por me ter dado a conhecer pessoas incríveis e com os quais partilhei excelentes momentos que jamais esquecerei.

Por fim, mas não menos importante, quero agradecer aos meus familiares pelo apoio incondicional que me prestaram desde sempre e por nunca terem deixado de acreditar em mim, independentemente de todas as dificuldades que surgiram durante todo este percurso.



*"I could either watch it happen or be part of it." (Elon Musk)*



# Resumo

---

Um motor de turbina de gás a operar próximo do solo na presença de um escoamento cruzado de ar, ao aumentar a sua potência, propicia a formação de um vórtice de entrada a partir do solo que pode provocar uma perda de eficiência no motor e diversos danos no seu interior, devido às distorções do escoamento e às perdas de pressão que ocorrem na entrada de ar. Estes vórtices estão igualmente associados à ocorrência de danos por objetos externos (FOD) nos motores devido à ingestão de detritos como pós, rochas ou outros objetos de maiores dimensões, sendo a ingestão de pó responsável pela corrosão das pás dos compressores que reduz o seu tempo de vida útil.

O objetivo desta dissertação consiste no estudo das condições em que ocorre a formação de vórtices de solo para diferentes razões de velocidade de admissão ( $U_i/U_\infty$ ) e alturas adimensionais ( $h/D_i$ ) de um modelo à escala real de um motor na presença de vento cruzado. Recorrendo ao *software* comercial ANSYS Fluent 2019 R2, foram analisados os regimes em que ocorre este fenómeno para diferentes velocidades do ar à entrada do motor e para dois modelos de turbulência ( $k - \varepsilon$  Realizable e  $k - \omega$  SST), mantendo constantes os restantes parâmetros nas primeiras simulações. Posteriormente, procedeu-se a uma análise análoga para alturas adimensionais distintas das primeiras.

Neste trabalho, verificou-se o surgimento de uma região de baixa pressão a montante da entrada de ar do motor para diferentes combinações dos parâmetros  $U_i/U_\infty$  e  $h/D_i$ , permitindo a identificação do núcleo do vórtice de solo nos casos em que este surgiu e observou-se adicionalmente o surgimento de vórtices secundários, nomeadamente os *trailing vortices*.

**Palavras-chave:** CFD, ANSYS Fluent, Vórtice de Entrada a Partir do Solo, Escoamento Cruzado, Motor de Turbina de Gás

---



# Abstract

---

When a gas turbine engine increases its thrust while operating near the ground with a crosswind, it tends to form an inlet ground vortex that can lead to an engine's efficiency loss and cause damages in its interior due to airflow distortions and pressure loss that occurs near the intake. These vortices are equally associated with the occurrence of foreign objects damage (FOD) in the engines due to the ingestion of debris such as dust, rocks or bigger objects, being the ingestion of dust responsible for fan corrosion in compressors which reduces its useful life.

The goal of this dissertation consists in studying in which conditions inlet ground vortices occur for several velocity ratios ( $U_i/U_\infty$ ) and dimensionless heights ( $h/D_i$ ) of a real scale model of a jet engine under crosswind. Using the commercial software ANSYS Fluent 2019 R2, it was analyzed the regimes in which this phenomenon occurs for distinct velocity values at the intake for two turbulence models ( $k - \varepsilon$  Realizable and  $k - \omega$  SST), while keeping the remaining parameters unchanged in the first simulations. Subsequently, a similar analysis was done for other dimensionless heights.

In this work, it was verified the appearance of a low-pressure region upstream of the engines air intake for different combinations of  $U_i/U_\infty$  and  $h/D_i$ , allowing the identification of the vortex core in the ground in the cases in which it appeared and the appearance of secondary vortices were observed, namely trailing vortices.

**Keywords:** CFD, ANSYS Fluent, Inlet Ground Vortex, Crosswind, Turbine Gas Engine

---





# Índice

<b>Índice de Figuras</b>	<b>xvii</b>
<b>Índice de Tabelas</b>	<b>xxiii</b>
<b>Siglas e Abreviaturas</b>	<b>xxv</b>
<b>Acrónimos</b>	<b>xxvii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Contextualização . . . . .	1
1.2 Objetivos . . . . .	4
1.3 Descrição Geral da Dissertação . . . . .	4
<b>2 Vórtices de Entrada a Partir do Solo</b>	<b>5</b>
2.1 Caracterização Geral . . . . .	5
2.2 Características das <i>Inlets</i> das <i>Nacelles</i> dos Motores . . . . .	6
2.3 Noções Básicas de Vórtices . . . . .	9
2.4 Características Principais dos Vórtices . . . . .	11
2.5 Condições para a Formação de Vórtices de Entrada . . . . .	12
2.6 Mecanismos da Formação de Vórtices de Solo . . . . .	16
2.6.1 Configuração do Motor na Ausência de Vento . . . . .	16
2.6.2 Configuração do Motor com Vento Frontal . . . . .	17
2.6.3 Configuração do Motor com Vento Cruzado em Escoamento Irrotacional . . . . .	21
2.6.4 Configuração do Motor com Vento Cruzado e Vorticidade Ambiente . . . . .	25
2.7 Métodos de Prevenção para o Surgimento de Vórtices de Solo . . . . .	26
2.8 Independência da Camada Limite no Solo . . . . .	29
2.9 Estudos Numéricos Anteriores . . . . .	30
2.9.1 Estudos Realizados com Algoritmos Baseados na Resolução das RANS . . . . .	30
2.10 Efeitos do Regime Transiente . . . . .	33
<b>3 Equações Fundamentais do Escoamento de um Fluido e Turbulência</b>	<b>35</b>
3.1 Equações que Governam um Fluido Viscoso . . . . .	35
3.2 Escoamentos Turbulentos e Número de Reynolds . . . . .	36

3.3	Caracterização de um Escoamento Turbulento . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Ferramentas Computacionais</b>	<b>39</b>
4.1	Metodologia . . . . .	39
4.2	Geometria . . . . .	40
4.3	Malha . . . . .	41
4.3.1	Tipologias de Malhas . . . . .	41
4.3.2	Qualidade da Malha . . . . .	43
4.3.3	Tratamento da Malha na Proximidade de Paredes . . . . .	45
4.4	Condições de Fronteira . . . . .	52
4.5	Modelos de Turbulência . . . . .	52
4.5.1	Modelos de Turbulência RANS . . . . .	54
4.6	Algoritmos de Solução . . . . .	58
4.6.1	Algoritmo de Solução baseado na Pressão ( <i>Pressure-Based Solver</i> ) . . . . .	59
4.6.2	Discretização Espacial . . . . .	60
<b>5</b>	<b>Casos de Estudo</b>	<b>63</b>
5.1	Introdução . . . . .	63
5.2	Geometria e Domínio Computacional . . . . .	65
5.2.1	Domínio Computacional . . . . .	65
5.2.2	Malha Computacional . . . . .	67
5.3	Simulação . . . . .	70
5.3.1	Condições de Fronteira . . . . .	70
5.3.2	Modelos de Turbulência . . . . .	71
5.3.3	Condições de Funcionamento . . . . .	72
5.3.4	Algoritmo de Solução . . . . .	72
5.3.5	Crítérios de Convergência . . . . .	72
5.3.6	Estudo de Sensibilidade da Malha . . . . .	73
5.3.7	Análise da Qualidade da Malha . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Resultados e Discussão</b>	<b>77</b>
6.1	Validação dos Modelos . . . . .	77
6.1.1	Análise dos Valores de $y^+$ . . . . .	77
6.1.2	Análise da Convergência da Solução . . . . .	77
6.2	Visualização dos Escoamentos nos Domínios . . . . .	80
6.2.1	Vorticidade . . . . .	80
6.2.2	Campos de Pressão e Vetores de Velocidade . . . . .	80
6.2.3	Linhas de Escoamento . . . . .	80
6.3	Caso de Estudo $h/D_i = 0.9$ . . . . .	81
6.4	Caso de Estudo $h/D_i = 1.1$ . . . . .	89
6.5	Caso de Estudo $h/D_i = 2.5$ . . . . .	97
6.6	Discussão dos Resultados . . . . .	101

<b>7 Conclusão</b>	<b>103</b>
7.1 Propostas de Trabalhos Futuros . . . . .	104
<b>Bibliografia</b>	<b>105</b>



# Índice de Figuras

1.1	Observação de um vórtice de solo junto a um motor <i>turbofan</i> . . . . .	2
1.2	Mapa da formação de vórtices de entrada de acordo com os parâmetros adimensionais $h/D_i$ e $U_i/U_\infty$ (Murphy, 2008). . . . .	2
1.3	Efeitos da ocorrência de FOD devido à aspiração de ar pelo motor. . . . .	2
2.1	Figura esquemática da massa de ar aspirada pelo motor e a sua interação com o solo (Shmilovich et al., 2004). . . . .	6
2.2	Representação da região de aspiração do motor e do escoamento exterior na situação de vento frontal com o motor afastado de uma superfície sólida (Murphy, 2008). . . . .	7
2.3	Representação da interação da região de aspiração de ar do motor com uma superfície sólida (solo) com vento frontal e formação de um vórtice de solo (Murphy, 2008). . . . .	8
2.4	Vista de topo da <i>inlet</i> de um motor em situação de escoamento cruzado e com a respetiva separação do escoamento junto ao seu bordo (a); simulação CFD da separação do escoamento a baixas velocidades próxima do bordo da <i>inlet</i> (b) (Yeung et al., 2019). . . . .	9
2.5	<i>Vortex line</i> e <i>vortex tube</i> . . . . .	10
2.6	Aumento da velocidade de rotação como consequência do alongamento de um vórtice segundo o seu eixo. . . . .	11
2.7	Conceção da velocidade tangencial na região interior de um vórtice (Leishman, 2006). . . . .	11
2.8	Modelo do escoamento de um vórtice de solo (Johns, 2002). . . . .	12
2.9	Vistas de topo (a) e lateral (b) da região de aspiração de um motor a operar próximo do solo com um escoamento cruzado e representação da linha de estagnação que permite a formação do vórtice de entrada (adaptado de Johns, 2002). . . . .	13
2.10	Correlação da razão de velocidades e da altura adimensional que revela as condições propícias à ocorrência ou não de vórtices de solo (Murphy, 2008). . . . .	14
2.11	Dados providenciados por diversos investigadores permitem identificar as condições de formação e de não formação de vórtices de solo (Jermy & Ho, 2008). . . . .	15
2.12	Formação de dois vórtices contrarrotativos na situação de inexistência de vento (Maneta, 2009). . . . .	16
2.13	Formação de vórtices resultante de um escoamento de ar induzido pela aspiração de um motor na ausência de vento. (Murphy, 2008). . . . .	17
2.14	Representação da inversão do sentido dos vórtices contrarrotativos para uma razão de velocidades, $U_i/U_\infty$ , (a) elevada, (b) média e (c) reduzida (Murphy, 2008). . . . .	18

2.15	Representação dos efeitos das camadas limites dos escoamentos de ar no solo para uma razão de velocidades reduzida (Maneta, 2009). . . . .	18
2.16	Representação dos efeitos das camadas limites dos escoamentos de ar no solo para uma razão de velocidades elevada (Maneta, 2009). . . . .	19
2.17	Linhas de escoamento durante a utilização de <i>reverse thrust</i> num motor próximo do solo (Murphy, 2008). . . . .	19
2.18	Surgimento de um vórtice de solo durante a utilização de <i>reverse thrust</i> (© Joshua Roberts). . . . .	20
2.19	Efeitos na localização de um vórtice de solo devido à incidência de vento frontal e de vento de cauda neste (Motycka, 1976). . . . .	20
2.20	Vórtices existentes na situação de escoamento cruzado e respetivos sentidos de rotação (De Siervi et al., 1982). . . . .	21
2.21	Vista de topo da entrada de ar onde é observável a linha de separação do escoamento (De Siervi et al., 1982). . . . .	22
2.22	Campo de escoamentos na presença de um escoamento cruzado: (a) dois vórtices contrarrotativos e (b) um vórtice de solo e um <i>trailing vortex</i> (Murphy, 2008). . . . .	23
2.23	Vista lateral do campo de escoamentos na presença de um escoamento cruzado (De Siervi et al., 1982). . . . .	23
2.24	Linhas de escoamento associadas a duas entradas de ar com um ângulo de guinada de 90° num escoamento irrotacional (De Siervi et al., 1982). . . . .	24
2.25	Formação de dois vórtices contrarrotativos na presença de um escoamento cruzado com vorticidade ambiente vertical e ascendente (De Siervi et al., 1982). . . . .	25
2.26	Sistema <i>blow-away jet</i> para mitigar o surgimento de vórtices de solo. Imagem retirada da patente de Klein (1959). . . . .	26
2.27	Sistema de prevenção de vórtices patenteado por Cox e William (1969). . . . .	27
2.28	Vistas lateral e frontal do sistema desenvolvido por Smith (1970). . . . .	27
2.29	Sistema de mitigação de vórtices <i>sprinkler jet</i> (adaptado de Shmilovich e Yadlin, 2006). . . . .	28
2.30	Dissipador de vórtices instalado num motor de um Boeing 737-200. . . . .	28
2.31	Representação esquemática de portas anti-FOD instaladas num caça MiG-29. . . . .	28
2.32	Efeitos da espessura da camada limite do escoamento em aproximação na (a) intensidade da vorticidade adimensional (ou intensidade do vórtice) e no (b) parâmetro $DC_{60}$ (Murphy, 2008). Nota: $U^* = U_i/U_\infty$ . . . . .	29
2.33	Visualização em CFD dos rastros de partículas do <i>trailing vortex</i> e do vórtice de solo. No plano do solo é apresentada a distribuição de pressão e no plano da <i>fan</i> a distribuição da vorticidade na direção longitudinal (Trapp & Girardi, 2012). . . . .	31
2.34	Resultados das simulações de CFD em que se observa o surgimento de um <i>trailing vortex</i> nas fuselagens e de um vórtice de entrada (a) no solo (Shmilovich & Yadlin, 2006) e (b) na superfície superior de uma asa (Vunnam & Hoover, 2011). . . . .	32
3.1	Exemplo de medições da propriedade genérica $\phi$ de um escoamento ao longo do tempo num escoamento turbulento. . . . .	38

4.1	Geometrias primitivas. . . . .	41
4.2	Exemplos de uma malha bidimensional (a) estruturada e (b) não estruturada. . . . .	42
4.3	Ângulos internos de células e das respectivas células equiláteras e equiangulares de acordo com a assimetria equiangular normalizada e o seu alcance. . . . .	44
4.4	Qualidade ortogonal e respetiva gama de valores. . . . .	44
4.5	<i>Aspect ratio</i> . . . . .	45
4.6	Suavidade da mudança de tamanho das células vizinhas e <i>aspect ratio</i> . . . . .	45
4.7	Gradiente de velocidades na região próxima de uma parede e esquema simplificado da modelação de um escoamento através das <i>wall functions</i> . . . . .	46
4.8	Subcamadas da camada limite de um escoamento próximo de uma parede (Cengel & Cimbala, 2014). . . . .	46
4.9	Gráfico $u^+/y^+$ de um escoamento próximo de uma parede e representação das <i>wall functions</i> a este ajustadas. . . . .	47
4.10	Perfil da velocidade adimensional $u^+$ em função de $y^+$ segundo a Lei de Parede (adaptado de Blocken et al., 2007). . . . .	49
4.11	Representação gráfica da célula adjacente a uma parede e do seu centroide, do vetor velocidade do escoamento, $U_\infty$ , e do vetor da tensão de corte na parede, $\tau_w$ . . . . .	51
4.12	Modelo da camada limite numa placa plana e representação do vetor da <i>skin friction drag</i> . . . . .	51
4.13	Representação das células adjacentes a uma parede e demarcação da altura, $y_H$ , da primeira célula e da altura do seu centroide, $y_p$ . . . . .	51
4.14	Comparação entre os níveis de modelação e resolução das propriedades do escoamento dos métodos RANS, LES e DNS e respetivas exigências computacionais (Xiao & Cinnella, 2019). . . . .	53
4.15	Volume de controlo representativo do processo de discretização de uma equação de transporte escalar ( <i>ANSYS Fluent Theory Guide</i> , 2013). . . . .	59
4.16	Representação de três nós consecutivos e respetivos volumes de controlo unidimensionais ( <i>ANSYS Fluent Theory Guide</i> , 2013). . . . .	61
5.1	Aeronaves propulsadas pelos motores escolhidos para os casos de estudo e representação das dimensões aproximadas de $h$ consideradas: (a) PW 1100G, (b) e (c) IAE V2500. . . . .	64
5.2	Relações $U_i/U_\infty$ e $h/D_i$ em estudo e respetiva previsão de ocorrência ou não de vórtices de solo de acordo com as correlações de estudos anteriores (reta definida pela Equação 2.11). . . . .	65
5.3	Dimensões do domínio computacional genérico para os três casos de estudo e representação das regiões onde foram definidas as condições de entrada referentes aos escoamentos de ar em estudo. . . . .	66
5.4	Vista de corte no plano $Y = 0$ m e representação esquemática das principais dimensões das <i>nacelles</i> modeladas. . . . .	67
5.5	Visão geral da malha gerada para o caso $h/D_i = 0.9$ . . . . .	69

5.6	Pormenor do refinamento da malha no caso $h/D_i = 0.9$ à superfície da <i>nacelle</i> e no solo: (a) visão geral e (b) detalhes da malha no plano $Y = 0$ m. . . . .	69
5.7	Domínio genérico para todos os casos de estudo considerados e representação das condições de fronteira impostas. . . . .	70
5.8	Variação do parâmetro adimensional $X/D_i$ do vórtice de solo com o número de elementos da malha para $h/D_i = 0.9$ . . . . .	74
5.9	Variação do parâmetro adimensional $Y/D_i$ do vórtice de solo com o número de elementos da malha para $h/D_i = 0.9$ . . . . .	74
5.10	Variação do parâmetro adimensional $X/D_i$ do vórtice de solo com o número de elementos da malha para $h/D_i = 1.1$ . . . . .	75
5.11	Variação do parâmetro adimensional $Y/D_i$ do vórtice de solo com o número de elementos da malha para $h/D_i = 1.1$ . . . . .	75
5.12	Variação do parâmetro adimensional $X/D_i$ do vórtice de solo com o número de elementos da malha para $h/D_i = 2.5$ . . . . .	75
5.13	Variação do parâmetro adimensional $Y/D_i$ do vórtice de solo com o número de elementos da malha para $h/D_i = 2.5$ . . . . .	75
6.1	Análise dos valores de $y^+$ nas superfícies sólidas (a) da <i>nacelle</i> e (b) do solo. . . . .	78
6.2	CrITÉRIOS de convergência utilizados na monitorização das simulações (para o caso de estudo $h/D_i = 1.1$ , $U_i/U_\infty = 54.5$ e modelo de turbulência $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> ). . . . .	79
6.3	<i>Iso-surface</i> da vorticidade com intensidade $100 \text{ s}^{-1}$ para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	81
6.4	<i>Iso-surface</i> da vorticidade com intensidade $100 \text{ s}^{-1}$ para o modelo $k - \omega$ SST. . . . .	81
6.5	Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -1.63 \text{ m}$ ) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -1.80 \text{ m}$ ) para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	82
6.6	Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -1.63 \text{ m}$ ) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -1.80 \text{ m}$ ) para o modelo $k - \omega$ SST. . . . .	83
6.7	Linhas de escoamento bidimensionais no plano $Y = 5 \text{ m}$ para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	84
6.8	Linhas de escoamento bidimensionais no plano $Y = 5 \text{ m}$ para o modelo $k - \omega$ SST. . . . .	85
6.9	Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se escoia para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	86
6.10	Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se escoia para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo $k - \omega$ SST. . . . .	87
6.11	<i>Iso-surface</i> da vorticidade com intensidade $100 \text{ s}^{-1}$ para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	89
6.12	<i>Iso-surface</i> da vorticidade com intensidade $100 \text{ s}^{-1}$ para o modelo $k - \omega$ SST. . . . .	89
6.13	Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -1.67 \text{ m}$ ) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -1.80 \text{ m}$ ) para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	90



6.14	Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -1.67\text{ m}$ ) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -1.80\text{ m}$ ) para o modelo $k - \omega$ SST. . . . .	91
6.15	Linhas de escoamento bidimensionais no plano $Y = 5\text{ m}$ para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	92
6.16	Linhas de escoamento bidimensionais no plano $Y = 5\text{ m}$ para o modelo $k - \omega$ SST. . . . .	93
6.17	Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se escoia para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	94
6.18	Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se escoia para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo $k - \omega$ SST. . . . .	95
6.19	<i>Iso-surface</i> da vorticidade com intensidade $100\text{ s}^{-1}$ para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	97
6.20	Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -3.87\text{ m}$ ) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -4.00\text{ m}$ ) para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	98
6.21	Linhas de escoamento bidimensionais no plano $Y = 5\text{ m}$ para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	99
6.22	Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se escoia para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo $k - \varepsilon$ <i>Realizable</i> . . . . .	100



# Índice de Tabelas

4.1	Classificação dos modelos de turbulência disponíveis no ANSYS Fluent segundo o número de equações para além das equações RANS. . . . .	54
5.1	Parâmetros dos motores em estudo considerados na definição das condições limite e na criação das malhas computacionais. . . . .	64
5.2	Áreas das secções transversais do objeto em estudo, dimensões do domínio e rácios de blocagem para os três casos de estudo considerados. . . . .	67
5.3	Dimensões utilizadas na modelação das <i>nacelles</i> consideradas. . . . .	67
5.4	Condições de fronteira para os domínios computacionais considerados. . . . .	71
5.5	Parâmetros característicos do escoamento adicionais utilizados para monitorizar a convergência das simulações em zonas do domínio de interesse. . . . .	73
5.6	Coordenadas $Z_{Plano}$ dos planos próximos do solo para cada uma das três malhas. . .	73
5.7	Avaliação da assimetria das malhas tridimensionais geradas. . . . .	76
5.8	Avaliação da qualidade ortogonal das malhas tridimensionais geradas. . . . .	76
5.9	Avaliação do <i>Aspect Ratio</i> das malhas tridimensionais geradas. . . . .	76
6.1	Síntese do número de vórtices tridimensionais e bidimensionais observados nas simulações efetuadas. . . . .	102



# Siglas e Abreviaturas

2D	Duas dimensões (bidimensional)
3D	Três dimensões (tridimensional)
BC	<i>Boundary Condition</i>
CAD	<i>Computer Aided Design</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CPU	<i>Central Processing Unit</i>
DES	<i>Detached Eddy Simulation</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
FCT NOVA	Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa
FDM	<i>Finite Difference Method</i>
FEM	<i>Finite Element Method</i>
FOD	<i>Foreign Object Damage</i>
FVM	<i>Finite Volume Method</i>
HVAC	<i>Heating, Ventilation, and Air Conditioning</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
PISO	<i>Pressure Implicit with Splitting of Operators</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
QUICK	<i>Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics</i>
RAM	<i>Random Access Memory</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
RKE	<i>Realizable <math>k - \varepsilon</math></i>
RNG	<i>Método Renormalization Group</i>

SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>
SIMPLEC	<i>SIMPLE Consisted</i>
SST	<i>Shear-Stress Transport</i>
URANS	<i>Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>

# Acrónimos

Símbolo	Designação	Unidade
$A$	Distância maior de uma célula	m
$A_0, A_s, C_1, C_\mu$ e $U^*$	Variáveis do ANSYS Fluent	-
$A_i$	Área de uma célula vizinha $i$	m <sup>2</sup>
$A_i$	Área transversal da entrada de ar do motor	m <sup>2</sup>
$A_\infty$	Área transversal do escoamento captado pela região de aspiração	m <sup>2</sup>
$\alpha^*$	Coefficiente de correção para números de Reynolds reduzidos que amortece a viscosidade turbulenta	-
$\vec{A}$	Vetor de área de superfície do volume de controlo	-
$B$	Constante de integração	adim.
$B$	Distância menor de uma célula	m
$\beta$	Coefficiente de expansão térmica	K <sup>-1</sup>
$C_{1\varepsilon}, C_2$ e $C_{3\varepsilon}$	Constantes	-
$c_f$	Coefficiente da <i>skin friction drag</i>	adim.
$c_i$	Vetor com origem no centroide da célula e fim no centroide da célula $i$	-
$D$	Diâmetro exterior da <i>nacelle</i> do motor	m
$D_i$	Diâmetro interior da entrada de ar do motor	m
$D_\omega$	<i>Cross-diffusion term</i>	-
$DC_{60}$	Distorção de pressão na face da <i>fan</i>	adim.
$\delta^*/D_t$	Espessura da camada limite	-
$\varepsilon$	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta	J/(kg s)
$F_1$ e $F_2$	Funções conjuntas do ANSYS Fluent	-
$f_i$	Vetor com origem no centroide da célula e fim no centro da aresta da célula $i$ vizinha	-
$G_b$	Geração de energia cinética turbulenta devido aos efeitos de flutuabilidade	-
$G_k$	Geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade média	-

Símbolo	Designação	Unidade
$G_\omega$	Geração de $\omega$	-
$g_i$	Componente do vetor da força gravitacional na direção $i$	m/s <sup>2</sup>
$g_x, g_y$ e $g_z$	Componentes da aceleração gravitacional segundo os eixos coordenados	m/s <sup>2</sup>
$\Gamma$	Circulação do fluido	m <sup>2</sup> /s
$\Gamma_k$ e $\Gamma_\omega$	Difusividade de $k$ e de $\omega$	-
$\Gamma_\phi$	Coeficiente de difusão da variável $\phi$	-
$h$	Altura do eixo do motor em relação ao solo	m
$h_{Plano}$	Altura do plano próximo do solo em relação ao solo	m
$i$	Energia interna do fluido	J
$K$	Constante de Von Kármán	adim.
$k$	Energia cinética turbulenta	J/kg
$L$	Comprimento da geometria considerada no cálculo do número de Reynolds	m
$L$ e $L_i$	Comprimentos utilizados na definição da geometria dos motores	m
$L_q$	Dimensão (diâmetro) superior da região de aspiração do motor	m
$l$	Comprimento dos turbilhões ( <i>length scales</i> )	m
$Ma$	Número de Mach	adim.
$\mu$	Viscosidade absoluta do fluido	Pa s
$\mu_t$	Viscosidade turbulenta	Pa s
$\nabla_\phi$	Gradiente de $\phi$	-
$\nu$	Viscosidade cinemática do fluido	m <sup>2</sup> /s
$\vec{n}$	Vetor normal à superfície $S$	-
$\omega$	Taxa de dissipação específica	s <sup>-1</sup>
$\omega$	Velocidade angular	rad/s
$\vec{\omega}$	Vetor de vorticidade	-
$P_{60}$	Pressão de estagnação média ponderada por área na pior secção a 60° na face da <i>fan</i>	Pa
$P_i$	Pressão de estagnação média ponderada por área na face da <i>fan</i>	Pa
$p$	Pressão do fluido	Pa
$\phi$	Quantidade escalar aleatória	-
$\phi_f$	Quantidade escalar aleatória na fronteira da célula	-
$Pr_t$	Número de turbulência de Prandtl para a energia	adim.
$\Psi$	Ângulo de guinada ( <i>yaw angle</i> ) ou ângulo entre o escoamento ambiente e o eixo axial do motor	°
$q_i$	Pressão dinâmica local na face da <i>fan</i>	Pa
$r$	Raio de um vórtice	m
$r_c$	Raio do centro do vórtice	m



Símbolo	Designação	Unidade
$RB_{ij}$	Rácio de blocagem do plano $ij$	%
$Re$	Número de Reynolds	adim.
$Re_t$	Número de Reynolds turbulento	adim.
$\rho$	Massa volúmica do fluido	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_i$	Massa volúmica do ar à entrada do motor	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_\infty$	Massa volúmica do ar do escoamento captado pela região de aspiração	kg/m <sup>3</sup>
$\vec{r}$	Vetor com origem no centro do volume de controlo e fim no centro do volume de controlo adjacente	-
$S$	Magnitude da taxa de deformação	s <sup>-1</sup>
$S$	Módulo do tensor médio de deformação	-
$S1$ e $S2$	Áreas das superfícies $S1$ e $S2$	m <sup>2</sup>
$S_k, S_\varepsilon$ e $S_\omega$	Termos fontes definidos pelo utilizador	-
$S_\phi$	Termo fonte de $\phi$ por unidade de volume	-
$\sigma_k$	<i>Effective turbulent Prandtl number</i> para $k$	-
$\sigma_\varepsilon$	<i>Effective turbulent Prandtl number</i> para $\varepsilon$	-
$T$	Temperatura do fluido	K
$t$	Tempo	s
$\tau_w$	Tensão de corte na parede	N/m <sup>2</sup>
$\theta_e$	Ângulo interior de uma célula equilátera	°
$\theta_{max}$	Ângulo interior superior de uma célula	°
$\theta_{min}$	Ângulo interior inferior de uma célula	°
$U$	Velocidade do escoamento	m/s
$U^*$	Razão de velocidades $U_i/U_\infty$	adim.
$U_i$	Velocidade do ar à entrada do motor	m/s
$U_\infty$	Velocidade do escoamento de ar ambiente cruzado	m/s
$u, v$ e $w$	Componentes da velocidade do escoamento segundo os eixos coordenados	m/s
$u', v'$ e $w'$	Flutuações turbulentas das componentes da velocidade do escoamento segundo os eixos coordenados	m/s
$u^+$	Velocidade adimensional do fluido	adim.
$u_T$	Velocidade de referência baseada na tensão de corte (ou velocidade de fricção) próxima da parede	m/s
$\bar{u}, \bar{v}$ e $\bar{w}$	Componentes da velocidade média do escoamento segundo os eixos coordenados	m/s
$\vec{u}$	Vetor da velocidade do escoamento	-
$V_\theta$	Velocidade tangencial do fluido num vórtice	m/s
$\vec{v}$	Vetor de velocidade	-
$Y_k$	Dissipação de $k$ devido à turbulência	-

## ACRÓNIMOS

Símbolo	Designação	Unidade
$Y_M$	Contribuição da dilatação flutuante na turbulência compressível para a taxa de dissipação geral	-
$Y_\omega$	Dissipação de $\omega$ devido à turbulência	-
$y^+$	Distância adimensional à parede	adim.
$y_H$	Altura do centroide da primeira célula a partir da parede	m
$y_P$	Distância absoluta do centroide da célula adjacente à parede a esta	m
$\zeta$	Vorticidade	$s^{-1}$

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Contextualização

Os avanços tecnológicos que se têm vindo a verificar nos últimos tempos tornaram possível a deslocação de indivíduos ao longo de distâncias cada vez maiores, mais rapidamente e com uma comodidade sem precedentes, particularmente devido à evolução dos transportes aéreos.

A melhoria gradual na acessibilidade a este meio de transporte, o custo acrescido dos combustíveis, o aumento do tráfego aéreo e as diversas preocupações ambientais disto decorrentes, obrigaram as companhias aéreas a procurar por modelos de aeronaves com motores mais eficientes, mais fiáveis e menos poluentes. De modo a satisfazer estas necessidades, os construtores aeronáuticos têm desenvolvido motores de turbinas de gás *turbofan* cada vez mais eficientes e menos ruidosos. Estes são caracterizados por apresentarem *nacelles* maiores para maximizar as razões de *by-pass* e, assim, obter os desempenhos pretendidos reduzindo, simultaneamente, o consumo de combustível e atenuando os seus efeitos sonoros.

Em condições estáticas, é exigido um aumento do caudal de ar de admissão nos motores para iniciar o movimento de uma aeronave no solo. As distorções do escoamento à entrada do motor têm efeitos nefastos no seu desempenho pelo que o escoamento de ar deverá ser o mais uniforme possível à entrada do compressor e com uma perda de pressão mínima, sendo esta uma condição necessária em todas as configurações de voo, inclusive nas manobras da aeronave no solo (Manquinho, 2010).

Motores com diâmetros maiores, montados nas asas de aeronaves e próximos do solo, com a aeronave em condições estáticas ou quase estáticas e a potências elevadas, são mais suscetíveis de serem afetados por fenómenos associados à formação de um vórtice de entrada a partir do solo (do inglês *inlet ground vortex*), como o que se observa na Figura 1.1.

A sua formação depende de dois parâmetros adimensionais fundamentais: a altura adimensional do motor,  $h/D_i$ , que é definida pela altura do eixo central do motor em relação ao solo,  $h$ , e pelo diâmetro interior da entrada de ar,  $D_i$ ; e a razão de velocidades,  $U_i/U_\infty$ , definida como sendo a razão entre a velocidade do ar à entrada do motor,  $U_i$ , e a velocidade do escoamento de ar em aproximação,  $U_\infty$ .

Uma altura adimensional reduzida e uma razão de velocidades elevada contribuem para o surgimento destes vórtices, correspondendo estes parâmetros a um motor a operar próximo do solo

e com um caudal de ar de entrada elevado (Figura 1.2). As condições de operação que propiciam o surgimento deste fenómeno coincidem com o aumento da potência dos motores na fase de taxiamento e na fase inicial da corrida para a decolagem.



Figura 1.1: Observação de um vórtice de solo junto a um motor *turbofan*.

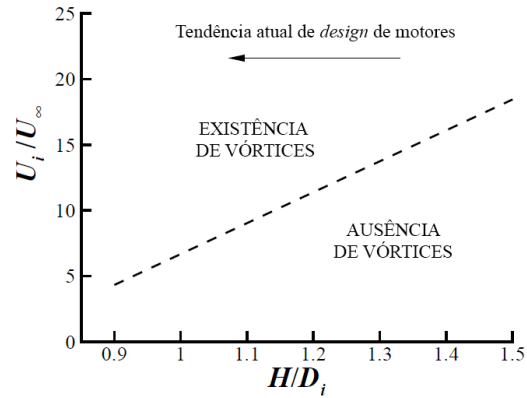


Figura 1.2: Mapa da formação de vórtices de entrada de acordo com os parâmetros adimensionais  $h/D_i$  e  $U_i/U_\infty$ . Representação da tendência atual de *design* de motores (adaptado de Murphy, 2008).

A ocorrência de FOD (danos por objetos externos, do inglês *Foreign Object Damage*) em motores deste tipo (Figura 1.3) é fomentada por estes vórtices, dado contribuírem para a ingestão de detritos para o interior dos motores, danificando-os com a entrada de pó para os compressores. Isto pode contribuir para a corrosão das pás aí existentes, degradando o arrefecimento do motor e, consequentemente, diminuindo o tempo de vida útil do mesmo.

Estes detritos consistem em pequenas partículas ou em objetos de maiores dimensões que podem ser elevados do solo devido a uma força impulsiva provocada pela baixa pressão que caracteriza o centro destes vórtices e são posteriormente transportados pelo escoamento de ar aspirado pelo motor até ao seu interior (Rodert & Garrett, 1955).



Figura 1.3: Efeitos da ocorrência de FOD devido à aspiração de ar pelo motor.

É um fenómeno que origina dificuldades operacionais consideráveis dado que estas estruturas vorticiosas originam perdas de pressão de estagnação que estão na origem de distorções no escoamento de ar à entrada do motor e que podem originar vibrações das pás da *fan*, ocorrência de *compressor stall* e a fratura das pás do motor.

Estas distorções estão associadas a perdas de momento e a elevados gradientes de velocidade à medida que o escoamento não uniforme atinge a *fan*. Estas alteram igualmente o ângulo do escoamento local nas pás da *fan*, reduzindo a eficiência da mesma e a sua potência e, consequentemente, possibilitando a ocorrência de *compressor stall* e, inclusivamente, *compressor surge*. Devido à separação local do escoamento de ar na superfície das pás da *fan*, verifica-se que os *inlet vortices* e a *lip separation* induzem vibrações na *fan*, gerando elevadas forças de ressonância que contribuem para a ocorrência de *high cycle fatigue* (Manquinho, 2017).

É um fenómeno que tem vindo a ser investigado há mais de seis décadas e diversos métodos de mitigação, concentrados na remoção do ponto de estagnação do solo (incluindo algumas tecnologias patenteadas), foram concebidos para prevenir o seu surgimento mas estes não são suficientemente robustos. O consenso geral é o de que este é um fenómeno que é inevitável (Murphy, 2008).

Os primeiros estudos deste fenómeno foram fundamentalmente realizados com métodos experimentais que acarretam maiores custos e riscos comparativamente aos métodos computacionais mais recentemente desenvolvidos. Estes últimos métodos inserem-se na área da Dinâmica dos Fluidos Computacional, do inglês *Computational Fluids Dynamic* (CFD), um ramo que em 30 anos se desenvolveu sobejamente graças às evoluções a nível do poder computacional através das melhorias na capacidade das memórias computacionais e nas velocidades de processamento. As simulações CFD têm sido cada vez mais adotadas na indústria por constituírem uma primeira aproximação nos estudos de escoamentos e, apesar de ainda existir atualmente uma grande necessidade de efetuar estudos experimentais (sobretudo em túneis de vento) para verificar a correlação entre os dados obtidos nos *softwares* CFD e os dados experimentais, a evolução deste tipo de *softwares* tem permitido a obtenção de resultados cada vez mais fidedignos.

Os estudos realizados com base em ensaios em túneis de vento são tipicamente constrangidos por limitações ao nível da montagem dos objetos de estudo, da direção do escoamento de ar, do tamanho do túnel e da localização de sensores para a extração de dados no domínio de estudo, o que obriga a efetuar os ensaios com modelos dos objetos de estudo à escala. Nestes estudos, é frequente a necessidade de proceder a ajustes e alterações na montagem dos objetos e nos próprios objetos, tornando-se moroso e dispendioso todo o processo de ensaiar num túnel de vento ou noutro ambiente real. Este tipo de limitações é inexistente nas plataformas de CFD, tendo esta área desbloqueado inúmeras limitações relativamente ao estudo de escoamentos de fluidos, permitindo inclusivamente o estudo de escoamentos complexos que possam envolver transferências de calor e fenómenos derivados de reações químicas.

No presente estudo, recorrer-se-á ao *software* CFD comercial ANSYS Fluent para estudar a formação de vórtices de solo próximos de um motor de turbina de gás de acordo com parâmetros pré-estabelecidos e correlacionar os resultados a obter com os estudos experimentais e computacionais previamente efetuados.

## 1.2 Objetivos

O intuito desta dissertação consiste no estudo das condições que propiciam a formação de vórtices de solo próximos de um modelo à escala real de um motor na presença de um escoamento de ar cruzado através da modelação computacional e análise CFD em *software* comercial de modelação e simulação numérica ANSYS Fluent 2019 R2.

Serão analisados os regimes em que ocorre a formação ou não deste tipo de vórtices de acordo com as relações adimensionais  $U_i/U_\infty$  e  $h/D_i$  para um escoamento incompressível e estacionário. Para isto, numa primeira instância recorrer-se-á a uma relação  $h/D_i$  constante através da escolha de um modelo de motor existente com uma altura ao solo invariável, variando apenas a relação  $U_i/U_\infty$  ao impor uma velocidade do escoamento cruzado,  $U_\infty$ , constante e fazendo variar a velocidade do ar à entrada do motor,  $U_i$ , em cada simulação. Posteriormente, a altura ao solo do motor será alterada para se estudar a influência da variação da relação  $h/D_i$  na formação destas estruturas vorticosas para as mesmas razões  $U_i/U_\infty$  utilizadas previamente.

Precedentemente a estas simulações, será necessário gerar a malha computacional mais conveniente para este tipo de estudo e, em seguida, serão testados alguns modelos de turbulência distintos com parametrizações análogas para se definir o modelo mais adequado às simulações a efetuar.

## 1.3 Descrição Geral da Dissertação

No primeiro capítulo desta dissertação é introduzido o tema em estudo e os seus principais objetivos.

Em seguida, no capítulo dois, são abordados os conceitos teóricos da formação de vórtices de solo e é efetuada uma revisão sintética dos estudos previamente efetuados e publicados no âmbito desta temática. Numa primeira abordagem, são discutidos os resultados alcançados em estudos prévios e são apresentadas as principais noções e características dos fenómenos vorticosos em estudo, de acordo com os dados disponíveis até à data relativamente a estes fenómenos, e em seguida são apresentados os principais mecanismos de formação de vórtices de solo.

No capítulo três, é realizada uma abordagem teórica ao tema das equações fundamentais de um escoamento e da turbulência onde, inclusivamente, são referidas as principais características de um escoamento desta índole.

A teoria e os conceitos fundamentais inerentes à realização de uma simulação numérica computacional, como a metodologia, a geometria, a malha computacional, as condições de fronteira, os modelos de turbulência e os algoritmos de solução, são apresentados no capítulo quatro.

Após a introdução teórica do tema, a revisão dos estudos previamente realizados e a abordagem à preparação de uma análise CFD, são apresentados, no capítulo cinco, os casos de estudo desta dissertação, juntamente com todas as decisões tomadas.

Posteriormente, todos os resultados decorrentes da análise computacional dos casos de estudo e a sua discussão são expostos no capítulo seis.

A presente dissertação é concluída no capítulo sete com uma breve síntese do trabalho efetuado e com algumas sugestões para trabalhos futuros.

## Capítulo 2

# Vórtices de Entrada a Partir do Solo

### 2.1 Caracterização Geral

Os vórtices de solo ou vórtices de entrada constituem um fenómeno que decorre do aumento de potência de um motor, seja este a turbina ou a hélice, de uma aeronave para iniciar ou realizar as suas manobras no solo e ocorrem a montante deste tipo de sistemas de propulsão.

Em condições atmosféricas normais, estas estruturas vorticosas são tipicamente invisíveis a olho nu. Contudo, para níveis de humidade significativos, ocorre condensação no interior dos centros dos vórtices devido às elevadas velocidades nestas regiões e, consequentemente, à redução da temperatura para valores abaixo do ponto de condensação do ar, tornando visível este fenómeno (Shmilovich et al., 2004). Este tipo de fenómenos já foi igualmente observado à vista desarmada em condições de existência de água à superfície do solo (após a ocorrência de precipitação) ou em ambientes poeirentos, devido à captura de partículas de pó pelos vórtices de entrada (Johns, 2002).

Com o aumento da potência do motor ocorre a aspiração de ar para o seu interior e a área da secção transversal da massa de ar aspirada é superior à área frontal da *nacelle* do motor, tal como se observa na Figura 2.1. Na região próxima do solo, esta área inclui o solo e induz um escoamento na sua superfície. Ao se aproximar do motor, este escoamento é acelerado e, dada a preexistência de vorticidade nesta zona, é formado um vórtice de entrada a partir do solo.

Os vórtices de entrada formam-se entre uma *fan* ou uma hélice do motor e um ponto de estagnação no solo e ocorre numa região não muito afastada do solo uma vez que uma linha de vórtice não pode ter origem e fim num fluido, de acordo com os teoremas de Helmholtz (Kundu et al., 2012) e que são abordados no Capítulo 2.3. As duas situações predominantes em que se formam os vórtices de entrada são as seguintes:

- Existência de vorticidade ambiente (ascendente) que é amplificada pela rotação de uma *fan* ou hélice e que é alongada e aspirada até ao motor;
- Na inexistência de vorticidade ambiente ascendente (como no caso de um escoamento irrotacional) a presença de um escoamento cruzado tende a originar a formação deste tipo de vórtices. Para escoamentos cruzados de alta velocidade, os vórtices tendem a curvar-se

em redor da *inlet* do motor e nos casos de velocidades extremas podem até nem chegar a se formar.

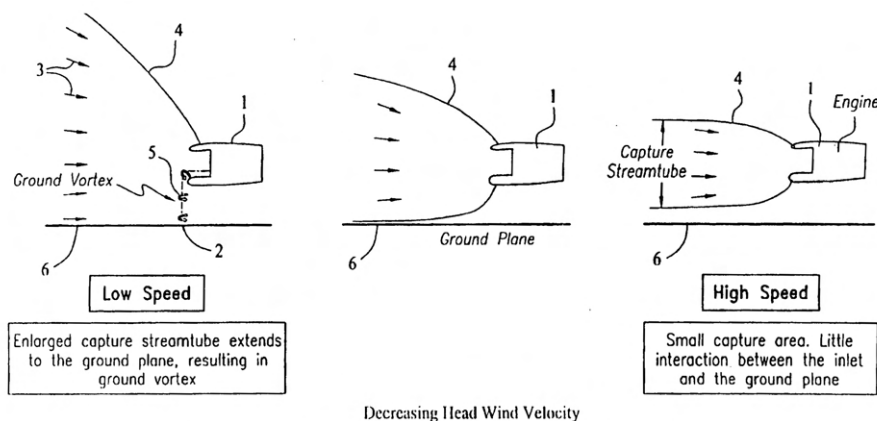


Figura 2.1: Figura esquemática da massa de ar aspirada pelo motor e a sua interação com o solo (Shmilovich et al., 2004).

Em condições de escoamento cruzado, a forma da região de aspiração é modificada perto da *inlet* do motor devido a um aumento da velocidade do escoamento nessa região (Capítulo 2.2). Esta situação leva a uma separação do escoamento e, conseqüentemente, a uma perda total da pressão à entrada do motor cujas possíveis conseqüências foram anteriormente mencionadas no Capítulo 1.1.

De notar que as velocidades induzidas pela região de aspiração próximas do motor, por si só, não são suficientes para aumentar o risco de danos por objetos externos uma vez que estas velocidades não são elevadas o suficiente para sustentar no ar a maioria dos detritos. Um maior risco de ocorrência de FOD está associado aos vórtices de solo, cujo escoamento no seu núcleo está associado a velocidades significativamente superiores e a uma pressão menor, o que permite a sucção de detritos de maiores dimensões.

## 2.2 Características das *Inlets* das *Nacelles* dos Motores

O presente estudo é focado no caso particular de um motor de turbina de gás cujo desempenho depende do caudal mássico de ar interno fornecido ao compressor axial responsável pela fase de compressão do ciclo termodinâmico de um motor de turbina a gás.

A *inlet* é a componente da *nacelle* do motor que direta e simultaneamente interage com o escoamento exterior ao motor e com o ar que é admitido para o seu interior. Por esta razão, a sua forma deverá ser projetada para permitir a entrada da quantidade de ar exigida pelo compressor com uma perda de pressão mínima pelo motor (Hünecke, 1997).

Um motor ao aumentar a sua potência, origina a designada região de aspiração e que é definida pelo limite entre a massa de ar que entra no motor e a que não entra e onde o caudal mássico de ar permanece constante a partir do escoamento de ar que é aspirado até à entrada do compressor. Esta região divide o escoamento de ar próximo de um motor num escoamento interno - o que se



encontra no interior da região de aspiração e que é consumido pelo motor -, e num escoamento externo - que se escoia a jusante do motor -, como se pode observar nas Figuras 2.2 e 2.3, para a situação simplificada em que o escoamento de ar ambiente incide frontalmente no motor.

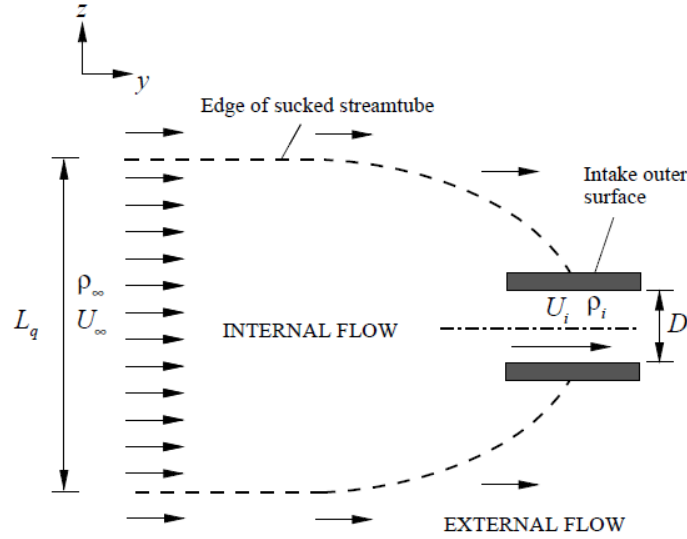


Figura 2.2: Representação da região de aspiração do motor e do escoamento exterior na situação de vento frontal com o motor afastado de uma superfície sólida (Murphy, 2008) e rácio de contração do ar capturado pelo motor.

O rácio de contração do ar aspirado é dado pela razão  $L_q/D_i$ , onde  $L_q$  é a dimensão (diâmetro) superior da região de aspiração do motor. Recorrendo à equação da conservação da massa definida pela Equação 2.1, é possível quantificar as características do ar na região de aspiração:

$$\rho_{\infty} A_{\infty} U_{\infty} = \rho_i A_i U_i \quad (2.1)$$

$$\frac{A_{\infty}}{A_i} = \frac{\rho_i}{\rho_{\infty}} \frac{U_i}{U_{\infty}} \quad (2.2)$$

Onde  $\rho_{\infty}$  é a massa volúmica do ar do escoamento captado pela região de aspiração,  $\rho_i$  é a massa volúmica do ar à entrada do motor,  $A_{\infty}$  é a área transversal do escoamento captado pela região de aspiração,  $A_i$  é a área transversal da entrada de ar do motor,  $U_{\infty}$  é a velocidade do escoamento de ar captado pela região de aspiração e  $U_i$  é a velocidade do escoamento de ar à entrada do motor.

Considerando que o escoamento de ar é incompressível, a razão entre as massas volúmicas da equação da conservação de massa rearranjada (Equação 2.2) é igual à unidade e, assim, a razão de áreas do ar aspirado,  $A_{\infty}/A_i$ , (que é traduzida pelo quadrado do rácio de contração do ar capturado pelo motor) é igual à razão das velocidades operacionais, como definido pela Equação 2.3.

$$\frac{A_{\infty}}{A_i} = \left( \frac{L_q}{D_i} \right)^2 = \frac{U_i}{U_{\infty}} \quad (2.3)$$

Esta razão de velocidades (à qual é atribuído o símbolo  $U^*$  em alguns estudos anteriores) é utilizada para estimar as dimensões da região de aspiração numa zona distante do motor em relação às dimensões da entrada de ar do motor.

Como descrito no Capítulo 1.1, em condições estáticas ou quase estáticas, onde a velocidade do escoamento em aproximação,  $U_\infty$ , é reduzida ou nula, é exigido um aumento do caudal de ar de admissão e, consequentemente, a região de aspiração aumenta em diâmetro (i.e.  $A_\infty$  aumenta) até eventualmente atingir o solo para garantir a entrada do caudal de ar necessário no motor (Johns, 2002; Swainston, 1974), propiciando o surgimento de um vórtice de solo nestas circunstâncias (Figura 2.3)

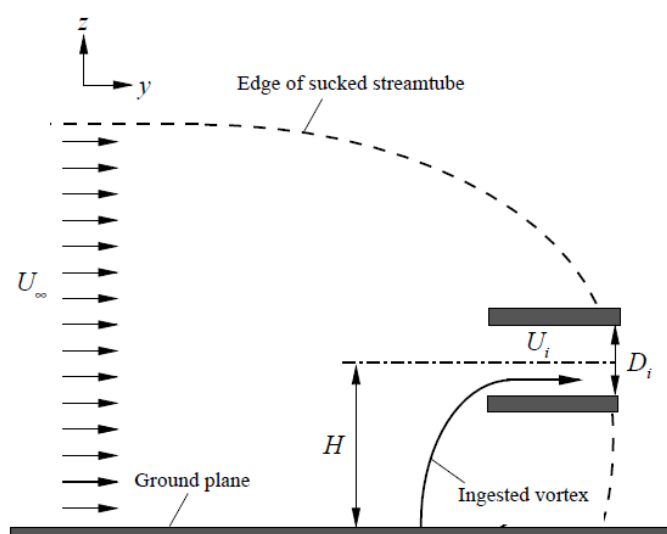


Figura 2.3: Representação da interação da região de aspiração de ar do motor com uma superfície sólida (solo) com vento frontal e formação de um vórtice de solo (Murphy, 2008).

Simultaneamente, nestas condições, o ar ambiente que se encontra em repouso ou quase nesta situação, é acelerado pelo motor devido ao aumento da sua potência, sujeitando o ar a uma aceleração local extremamente elevada, o que pode levar à separação do escoamento de ar junto ao bordo de entrada da *inlet* (do inglês *lip separation*, anteriormente mencionada no Capítulo 1.1), sobretudo em condições de escoamento cruzado (Mattingly et al., 2002).

Este fenómeno é representado na Figura 2.4, onde o escoamento cruzado e a sucção do motor tendem a aumentar a velocidade do ar junto ao bordo da *inlet*, o que pode fazer com que o escoamento transite para o regime compressível ao contornar o bordo da *inlet* do motor. O escoamento entra, assim, em regime transónico ou inclusive em regime sónico dependendo do caudal de ar aspirado e da geometria da *inlet*, criando ondas de choque entre o bordo e a *fan*, culminando numa perda total de pressão na *fan*.

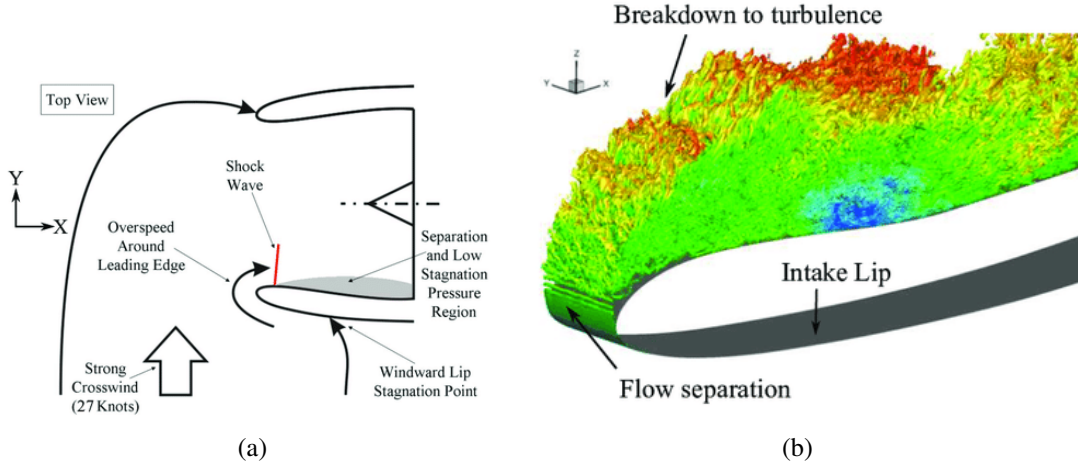


Figura 2.4: Vista de topo da *inlet* de um motor em situação de escoamento cruzado e com a respetiva separação do escoamento junto ao seu bordo (a); simulação CFD da separação do escoamento a baixas velocidades próxima do bordo da *inlet* (b) (Yeung et al., 2019).

## 2.3 Noções Básicas de Vórtices

Um vórtice, em dinâmica de fluidos, é uma região num fluido na qual o escoamento se encontra em rotação em redor de uma linha de eixo. Nos vórtices, tipicamente, a velocidade do escoamento é superior junto ao eixo do vórtice e esta diminui proporcionalmente com a distância a este. A formação de vórtices ocorre sobretudo em fluidos agitados e estão normalmente associados ao escoamento turbulento.

A vorticidade, a circulação e as distribuições de velocidade do fluido são tipicamente os parâmetros caracterizadores de um vórtice.

Designa-se por vorticidade,  $\zeta$ , o rotacional do vetor da velocidade do escoamento,  $\vec{u}$ , cuja expressão matemática é definida pela Equação 2.4.

$$\zeta = \nabla \times \vec{u} \quad (2.4)$$

Esta pode ser relacionada com a velocidade angular,  $\omega$ , através da Equação 2.5.

$$\zeta = 2 \times \omega \quad (2.5)$$

O vetor rotação é constituído por três componentes,  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ ,  $\omega_z$ , correspondendo cada uma à rotação no eixo X, Y e Z, respetivamente, e é definido pela Equação 2.6.

$$\omega = \omega_x \hat{i} + \omega_y \hat{j} + \omega_z \hat{k} \quad (2.6)$$

Utilizando as velocidades angulares médias, a Equação 2.5 pode ser reescrita da forma apresentada pela Equação 2.7.

$$\zeta = 2 \times \omega = 2 \times \left( \frac{\partial \omega}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \hat{i} + \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \hat{j} + \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \hat{k} \quad (2.7)$$

A circulação do fluido,  $\Gamma$ , é o integral de linha no sentido anti-horário e estendido a uma curva fechada, de comprimento  $dl$ , multiplicado pela componente tangencial da velocidade  $u$ , tal como se apresenta na Equação 2.8.

$$\Gamma = \oint_C u \, dl = \int_S \zeta \, n \, ds \quad (2.8)$$

Para uma superfície curva  $S$ , a circulação é o integral da componente da vorticidade normal à superfície. Na presença de vorticidade e circulação, considera-se o escoamento como rotacional.

As leis pelas quais o movimento dos vórtices se rege foram introduzidas por Helmholtz. A Figura 2.5 apresenta uma *vortex line* (ou, em português, linha de vórtice) que é universalmente tangente ao vetor vorticidade. Um grupo de *vortex lines* é usualmente designado por *vortex tube* (Kundu et al., 2012). Segundo Helmholtz, em cada ponto da *vortex line*,  $\omega \times \vec{n} = 0$ , o que comprova a teoria da divergência que especifica que a vorticidade não depende do divergente (Green, 1995).

O *vortex tube* é definido como um conjunto de *vortex lines* que atravessam uma superfície no espaço (Green, 1995). Dado que as superfícies em ambas as extremidades,  $S_1$  e  $S_2$ , fecham o *vortex tube* e a relação  $\omega \times \vec{n} = 0$  tem de ser satisfeita em cada *vortex line*, a circulação em ambas as superfícies  $S_1$  e  $S_2$  tem de ser igual. Assim, a circulação ao longo do *vortex tube* é constante:

$$\Gamma_1 = \Gamma_2 \quad (2.9)$$

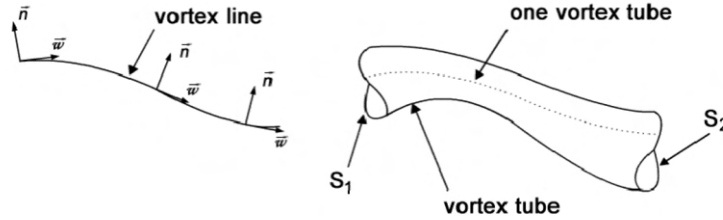


Figura 2.5: *Vortex line* e *vortex tube*.

Acima,  $\vec{\omega}$  é o vetor de vorticidade e  $\vec{n}$  é o vetor normal à superfície  $S$ . Uma segunda lei apresentada por Helmholtz foi confirmada pelo teorema de Kelvin que estipula que a circulação de *vortex lines* não varia com o tempo:

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = 0 \quad (2.10)$$

As *vortex lines* são comprimidas se se moverem segundo um duto cilíndrico com uma área transversal cada vez menor e são esticadas segundo o seu eixo, como é possível observar na Figura 2.6. Esticar o vórtice resulta numa diminuição do seu raio e, deste modo, a velocidade rotacional aumenta para manter a energia cinética constante. Pelo facto de a circulação ser constante e atendendo à relação  $\Gamma = \zeta \times S$ , conclui-se que a redução de  $S$  leva ao aumento da vorticidade.

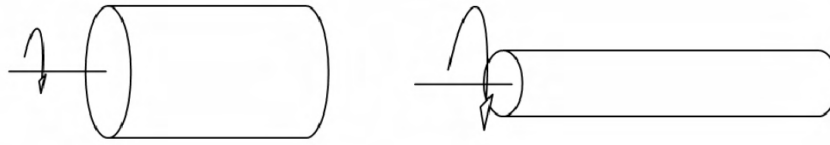


Figura 2.6: Aumento da velocidade de rotação como consequência do alongamento de um vórtice segundo o seu eixo.

Na maioria dos fenômenos vorticiosos, a velocidade do escoamento do fluido e a sua razão de revolução são superiores na região próxima do seu eixo e diminui com a distância a este. Na ausência de forças externas, as tensões de corte provocadas pelas forças viscosas do fluido tendem a originar vórtices irrotacionais no escoamento, que podem sobrepor-se a outros de maior escala.

Os vórtices, depois de formados, podem mover-se, esticar-se, torcer-se e interagir de formas complexas com outros vórtices, sendo que um vórtice em movimento possui momento linear, momento angular, energia e massa.

## 2.4 Características Principais dos Vórtices

O raio de um vórtice,  $r$ , e a velocidade tangencial de um fluido num vórtice,  $V_\theta$ , são dois parâmetros normalmente utilizados para definir um vórtice. A Figura 2.7 evidencia que  $V_\theta$  varia ao longo de  $r$  e  $V_\theta = 0$  m/s para  $r = 0$  m. O raio do núcleo do vórtice,  $r_c$ , pode ser considerado como a fronteira entre o campo de escoamento puramente rotacional no interior do vórtice e o escoamento externo (Leishman, 2006).

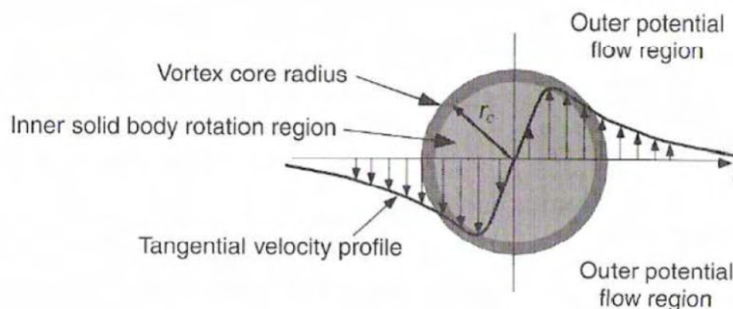


Figura 2.7: Conceção da velocidade tangencial na região interior de um vórtice (Leishman, 2006).

O ângulo de um turbilhão é igualmente uma característica fundamental do escoamento e o seu aumento provoca um aumento da distorção da pressão total na região onde este se encontra (Seddon & Goldsmith, 1999).

## 2.5 Condições para a Formação de Vórtices de Entrada

A origem de um vórtice de solo é condicionada por múltiplas variantes, tais como a potência do motor, a velocidade do vento próximo do motor, a altura do eixo do motor em relação ao solo e a dimensão da *nacelle* do motor. Os vórtices de solo são caracterizados por terem um campo de escoamentos tridimensional de natureza instável (Brix et al., 2000).

Os resultados de estudos previamente efetuados no âmbito deste fenómeno sugerem que o seu surgimento ocorre unicamente na presença de uma linha de estagnação entre o solo e a entrada de ar do motor e que cuja formação depende da razão de velocidades  $U_i/U_\infty$  e da relação adimensional  $h/D_i$ , anteriormente apresentadas no Capítulo 1.1. A *vortex line* onde  $\omega \times \vec{n} = 0$  em todos os seus pontos designa-se por linha de estagnação e tem origem num ponto no solo (ou noutra superfície sólida no interior da região de aspiração do motor) designado por ponto de estagnação, caracterizado por ser um ponto onde o escoamento apresenta velocidade nula. Os primeiros requisitos para a existência de um vórtice de entrada foram apresentados por Klein (1959) e estes indicam que num ponto de estagnação o escoamento de ar omnidirecional paralelo à superfície converge de um modo análogo ao que ocorre, por exemplo, num lavatório.

Verifica-se, assim, que os vórtices de entrada se formam, sobretudo, na presença de uma massa de ar ascendente provocada pela aspiração do motor a partir de um ponto de estagnação situado numa superfície sólida até ao motor e devido à existência de vorticidade ambiente no escoamento.

Esta teoria decorre do modelo apresentado por Klein (1959) e que cuja representação esquemática se encontra na Figura 2.8. Nesta, é observável que o escoamento de ar vindo de diversas direções converge num ponto de estagnação no solo e a sucção do motor instiga uma movimentação helicoidal de ar em torno de um eixo vertical que faz mover o ar mais lento em redor do ponto de estagnação no sentido ascendente e, juntamente com a vorticidade ambiente existente, dá origem ao núcleo do vórtice de solo.

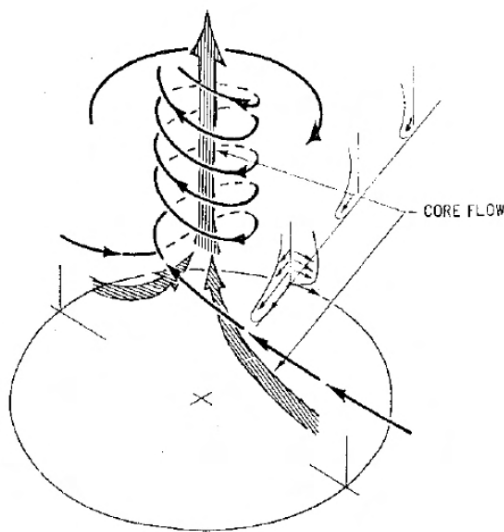


Figura 2.8: Modelo do escoamento de um vórtice de solo (Johns, 2002).

Foi concluído em estudos anteriores que a presença de um ponto de estagnação numa superfície sólida e plana é fundamental para a ocorrência de um vórtice de entrada através da concentração de vorticidade ascendente próxima deste ponto que é alongada até à entrada de ar do motor (Rodert e Garrett, 1955; Murphy, 2008). Para que surja um ponto de estagnação no solo ou numa superfície sólida próxima de um motor é necessário que a região de aspiração do motor interaja o suficiente com estas superfícies.

Esta interação da região de aspiração do motor com uma superfície sólida provoca a convergência do ar proveniente de todas as direções num ponto de estagnação (Figura 2.8), onde junto ao qual não existe escoamento de ar (Swainston, 1974) e a pressão local na superfície sólida é mínima, sendo esta uma característica que permite identificar a localização do núcleo de um vórtice de solo numa superfície. Uma visão mais geral desta convergência e a representação da aspiração do ar para o interior de um motor próximo do solo na presença de um escoamento cruzado de ar é observável na Figura 2.9.

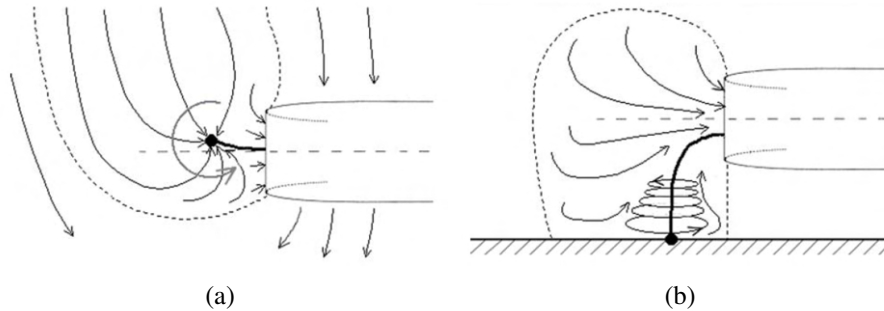


Figura 2.9: Vistas de topo (a) e lateral (b) da região de aspiração de um motor a operar próximo do solo com um escoamento cruzado e representação da linha de estagnação que permite a formação do vórtice de entrada (adaptado de Johns, 2002).

A formação de vórtices de entrada a partir do solo, geralmente e tal como foi mencionado no Capítulo 2.1, é condicionada por alturas adimensionais do motor,  $h/D_i$ , reduzidas e por razões entre velocidades,  $U_i/U_\infty$ , elevadas, o que corresponde a um motor a operar próximo do solo com um caudal mássico de entrada elevado, resultante do progressivo aumento de potência para iniciar a movimentação de uma aeronave no solo. Estes parâmetros determinam a existência ou não de uma interação entre a região de aspiração do motor e uma superfície sólida (neste caso, o solo). Como se constatou anteriormente, quando a velocidade de aproximação do ar,  $U_\infty$ , é reduzida (i.e.  $U_i/U_\infty$  é elevado) o caudal de ar aspirado tem de ser superior e ao ser aumentado, a área da região de aspiração,  $A_\infty$ , também aumenta de modo a respeitar as condições impostas pela Equação 2.3.

Diversos estudos previamente efetuados sobre a formação de vórtices de solo em diversas condições permitiram a conceção de um mapa da formação deste tipo de vórtices com base nos resultados destas investigações e que correlaciona a razão de velocidades com diferentes combinações de alturas adimensionais, permitindo traçar os limites para a formação ou não destes vórtices. Murphy (2008) compilou os resultados dos principais estudos deste fenómeno, como os de Liu et al. (1985) e, subsequentemente, os de Shin et al. (1986), que com base em dados obtidos através de visualizações num motor à escala real e no trabalho de outros investigadores, permitiram

representar graficamente as relações entre a existência de vórtices ou não e as razões  $U_i/U_\infty$  e  $h/D_i$ , como se representa na Figura 2.10.

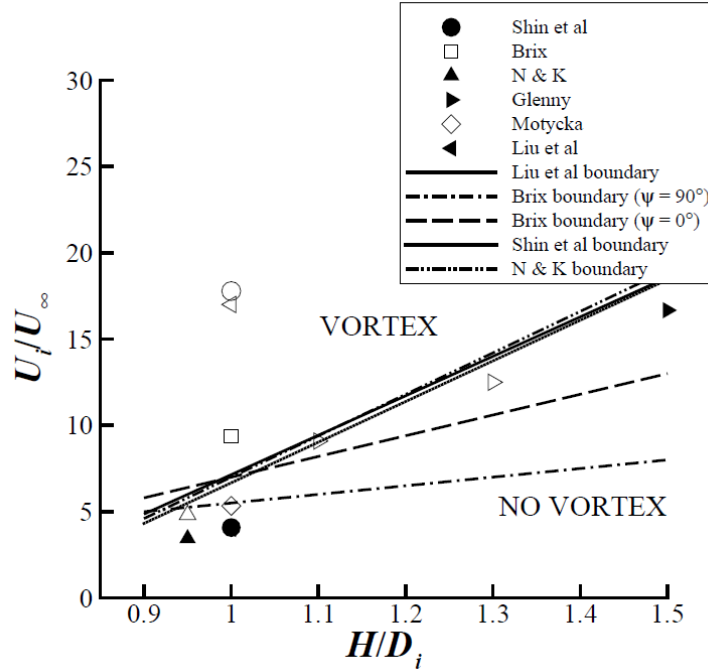


Figura 2.10: Correlação da razão de velocidades e da altura adimensional que revela as condições propícias à ocorrência ou não de vórtices de solo (os símbolos não preenchidos correspondem às condições em que pelo menos um vórtice foi observado e os símbolos preenchidos correspondem à não visualização de vórtices) (Murphy, 2008).

A Equação 2.11, apresentada por Nakayama e Jones (1999), é a expressão analítica da reta que representa a divisória entre a região do mapa onde existe a ocorrência de vórtices de solo e onde a sua ocorrência é inexistente e que se encontra igualmente representada na Figura 2.10.

$$\left(\frac{U_i}{U_\infty}\right)_{\text{CRIT}} = 24 \left(\frac{h}{D_i}\right) - 17 \quad (2.11)$$

É de realçar que algumas limitações externas podem ter um papel preponderante na formação deste tipo de vórtices, nomeadamente, os escoamentos externos de ar, a vorticidade exterior ambiente e a espessura da camada limite próxima de uma superfície, uma vez que o perfil de velocidades de uma camada limite influencia as características da região de aspiração de um motor.

Os estudos de Brix et al. (2000) e que cujos resultados constam na Figura 2.10 foram obtidos em situações de vento frontal (*yaw angle*  $\Psi = 0^\circ$ ) e de vento cruzado (escoamento cruzado,  $\Psi = 90^\circ$ ), sendo observável uma discrepância dos resultados entre ambas as configurações. Partindo destes resultados, constata-se que a razão de velocidades mínima necessária para gerar um vórtice é mais alta na configuração de vento frontal do que na configuração de vento cruzado. Apesar de o autor não ter apresentado qualquer explicação para justificar esta particularidade do seu estudo, salienta-se que os métodos de deteção dos vórtices, as diferentes limitações externas anteriormente mencionadas ou o facto de um vórtice na situação de escoamento cruzado poder ser significativamente mais



intenso e, assim, mais fácil de detetar através de métodos de visualização do escoamento (em inglês, *flow visualization*), são fatores que podem ter influenciado estes resultados (Murphy, 2008).

A Figura 2.11 apresenta uma coletânea mais fidedigna de resultados publicados por diversos investigadores e onde é evidenciado o limite, consistido pela reta definida pela Equação 2.11, entre os regimes de ocorrência e de não ocorrência de vórtices de solo com base nas razões  $U_i/U_\infty$  e  $h/D_i$ . É de salientar que os dados apresentados por Liu et al. (1985) e Shin et al. (1986), representados nas Figuras 2.10 e 2.11, foram obtidos através de experiências em configurações de escoamento cruzado, servindo estes como referência para este estudo uma vez que este focar-se-á igualmente nesta configuração.

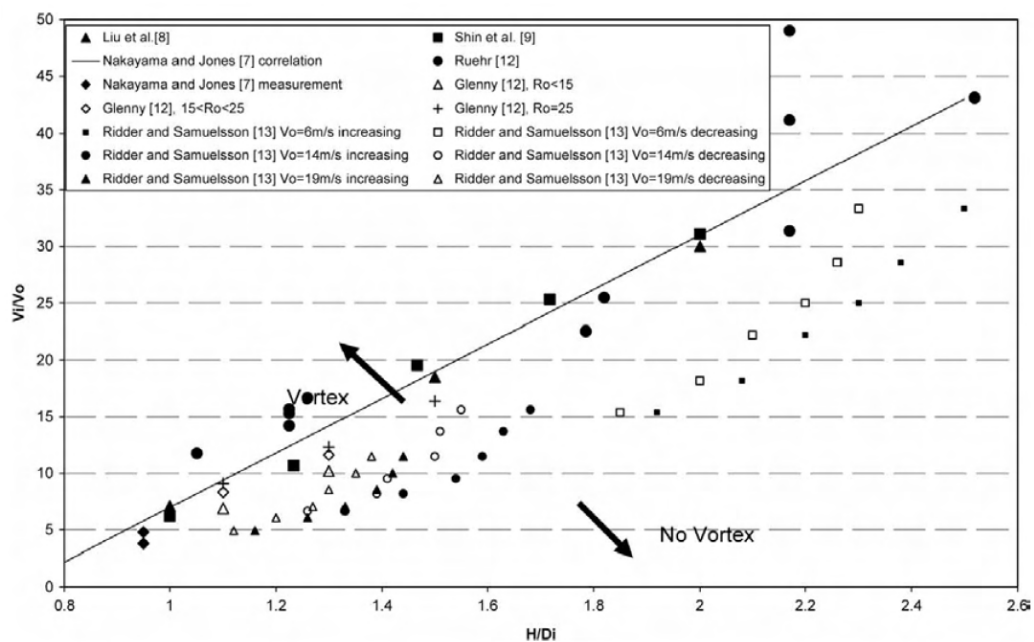


Figura 2.11: Dados providenciados por diversos investigadores permitem identificar as condições de formação e de não formação de vórtices de solo. Nota:  $V/V_0 = U_i/U_\infty$  (Jermy & Ho, 2008).

Todos os estudos previamente efetuados confirmam que para além do aumento do caudal de ar aspirado e a sua consequente interação com o solo (que origina um ponto de estagnação na sua superfície) é necessário que exista uma fonte de vorticidade para a formação de um vórtice de solo. Nos primeiros estudos realizados, a presença de uma vorticidade ambiente devido à aproximação de uma camada limite à superfície do solo era tida como uma condição necessária para o surgimento de um vórtice (Murphy, 2008). Não obstante, os estudos de De Siervi et al. (1982) e de Brix et al. (2000) revelaram que a vorticidade pode estar presente no campo de escoamento mesmo que não exista uma fonte de vorticidade ambiente.

No Capítulo 2.6.3 será concluído que a existência de uma camada limite no solo e de vorticidade ambiente não são essenciais para o desenvolvimento de um vórtice de entrada a partir do solo numa situação em que exista um escoamento cruzado, pelo que a sua influência não será alvo de uma extensa investigação no decorrer deste estudo.

## 2.6 Mecanismos da Formação de Vórtices de Solo

Existem dois mecanismos fundamentais para a formação de vórtices de solo, de acordo com inúmeros estudos previamente efetuados. O primeiro mecanismo consiste na ocorrência deste fenómeno na situação de ausência de vento ou de vento frontal em aproximação ao motor enquanto o segundo mecanismo aplica-se a uma configuração com vento cruzado. Estes dois mecanismos apresentam características significativamente distintas devido às diferentes fontes de vorticidade que contribuem para a ocorrência de vórtices.

A partir de estudos publicados anteriormente, conclui-se que existem inúmeras configurações que fomentam a ocorrência de vórtices de solo, existindo diversas que resultam da combinação de outras configurações.

Destas configurações, destacam-se quatro fundamentais que decorrem dos dois mecanismos apresentados previamente: configuração com ausência de vento, configuração com vento frontal, configuração de vento cruzado com escoamento irrotacional e configuração de vento cruzado com vorticidade ambiente.

### 2.6.1 Configuração do Motor na Ausência de Vento

O fenómeno dos vórtices de solo pode ocorrer na ausência de vento e com uma razão  $h/D_i$  reduzida (normalmente  $h/D_i < 1$ ). Estas alturas adimensionais correspondem a um motor com uma elevada proximidade ao solo e que com elevados níveis de aspiração origina um caudal de ar elevado por baixo da sua *inlet*, emanado de todas as direções na sua proximidade, e que se escoia até à zona de admissão do motor (Motycka & Walter, 1975). Nestas condições, surgem dois vórtices espirais no sentido ascendente cuja rotação ocorre em sentidos opostos e a vorticidade é originada pela camada limite que resulta da interação do escoamento de ar induzido pela aspiração com o solo, como se observa na Figura 2.12. Esta vorticidade induzida é a principal responsável pelo surgimento dos vórtices, não necessitando estes de vorticidade ambiente para se formarem (Brix et al., 2000).

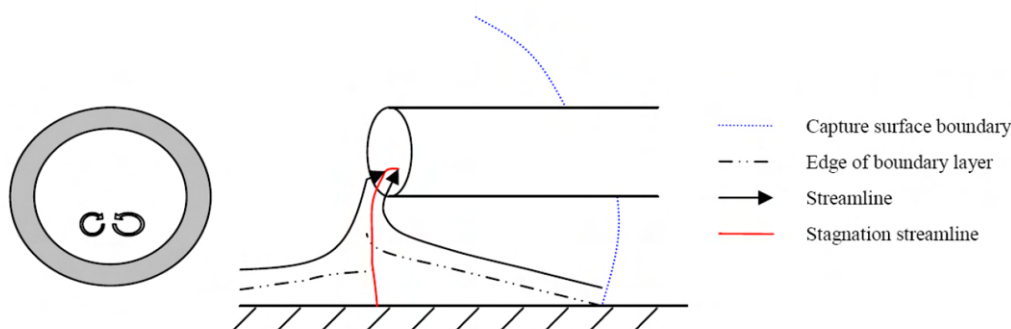


Figura 2.12: Formação de dois vórtices contrarrotativos na situação de inexistência de vento (Maneta, 2009).

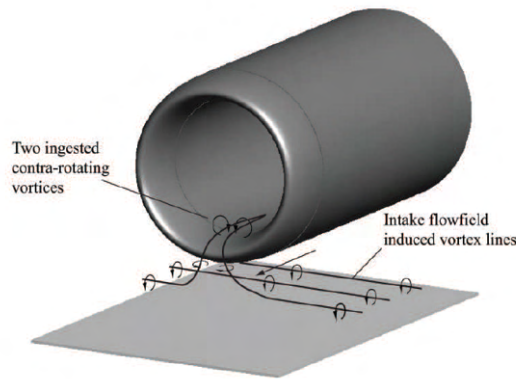


Figura 2.13: Formação de vórtices resultante de um escoamento de ar induzido pela aspiração de um motor na ausência de vento. De notar a concordância entre o sentido de rotação dos vórtices e o sentido de rotação das *vortex lines* (Murphy, 2008).

Como se observa nas Figuras 2.12 e 2.13, na ausência de vento, é o escoamento pela retaguarda e entre o motor e o solo que domina o campo de escoamentos, sendo este o principal responsável pelo surgimento da vorticidade que origina os vórtices. Note-se que as *vortex lines* são paralelas à superfície do solo e perpendiculares à direção do escoamento induzido pelo motor (à semelhança do caso em que existe vento frontal), como se observa na Figura 2.13. À medida que as *vortex lines* interagem com o escoamento induzido e se aproximam da entrada de ar do motor, são deformadas e alongadas, resultando num aumento da sua velocidade de rotação (como foi mencionado no Capítulo 2.3) e originando dois vórtices contrarrotativos simétricos que são aspirados pela entrada de ar do motor e apresentam uma direção idêntica à do eixo do motor nesta região. O sentido de cada vórtice é o mesmo sentido do segmento da *vortex line* que o originou.

Esta situação é muito semelhante à da presença de vento frontal, diferindo nas fontes de vorticidade, como será abordado no Capítulo 2.6.2.

## 2.6.2 Configuração do Motor com Vento Frontal

Na situação de vento frontal, a aspiração do motor induz um escoamento de ar por baixo da *inlet* do motor que ao interagir com o solo origina a vorticidade que, conjuntamente com a vorticidade imposta pelo escoamento ambiente e frontal incidente no motor, é responsável pela formação de dois vórtices contrarrotativos na vertical (Brix et al., 2000; De Siervi et al., 1982).

O sentido de rotação de ambos os vórtices é determinado pela razão de velocidades  $U_i/U_\infty$ . Para razões  $U_i/U_\infty$  elevadas ( $U_i/U_\infty > 20$ ), o sentido de rotação destes vórtices é alterado para o mesmo que na situação de inexistência de vento.

Assim, enquanto na ausência de vento, a vorticidade é derivada do escoamento induzido pela aspiração do motor, na presença de vento frontal, a vorticidade é sobretudo originada pela interação do escoamento de ar em aproximação com o solo. Os escoamentos de ar próximos do motor assumem assim sentidos opostos nas duas configurações, resultando este facto numa inversão do sentido de rotação dos vórtices formados, como se observa na Figura 2.14.

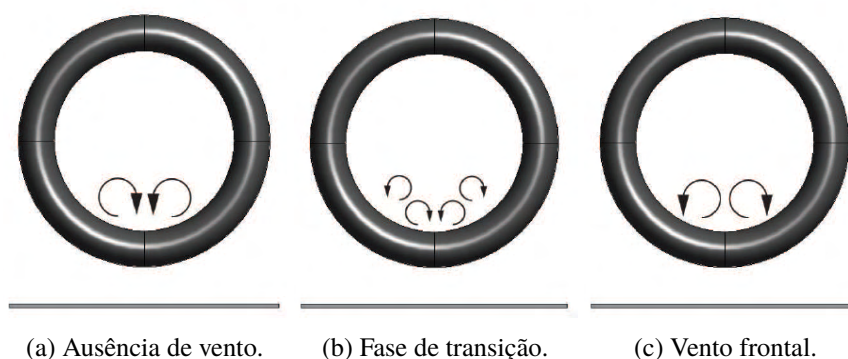


Figura 2.14: Representação da inversão do sentido dos vórtices contrarrotativos para uma razão de velocidades,  $U_i/U_\infty$ , (a) elevada, (b) média e (c) reduzida (Murphy, 2008).

Na fase de transição, representada pela Figura 2.14b, existem simultaneamente dois pares de vórtices contrarrotativos em rotação com sentidos opostos. No entanto, é um fenómeno instável que surge raramente e momentaneamente uma vez que, durante a sua ocorrência, dois dos vórtices tendem a cancelar-se entre si, permanecendo apenas um par de vórtices. Isto ocorre pois, à semelhança do que se sucede no caso de ausência de vento, a intensidade da vorticidade que surge devido aos efeitos da camada limite de um dos escoamentos é superior.

A inversão no sentido de rotação dos vórtices contrarrotativos deve-se à predominância dos efeitos da camada limite de um dos escoamentos que surgem nas proximidades do motor. Enquanto para razões de velocidades reduzidas o escoamento cujos efeitos da camada limite mais se fazem notar em termos de vorticidade é o escoamento de ar frontal em aproximação ao motor, para razões de velocidades mais elevadas, os efeitos predominantes são originados pela camada limite do escoamento de ar aspirado que surge por baixo do motor.

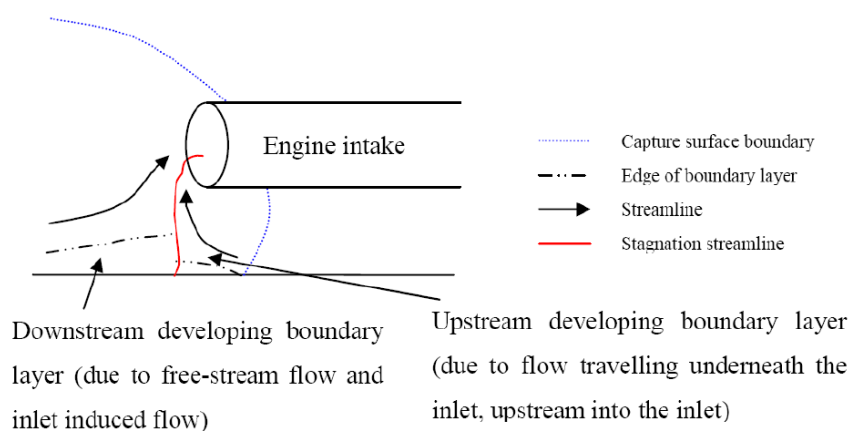


Figura 2.15: Representação dos efeitos das camadas limites dos escoamentos de ar no solo para uma razão de velocidades reduzida (aplicável à situação de vento frontal) (Maneta, 2009).

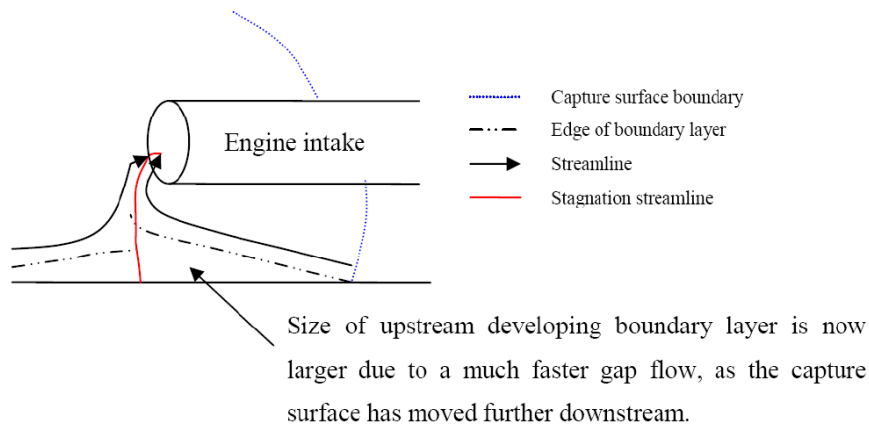


Figura 2.16: Representação dos efeitos das camadas limites dos escoamentos de ar no solo para uma razão de velocidades elevada (aplicável à situação de ausência de vento) (Maneta, 2009).

### 2.6.2.1 Caso Particular de *Tailwind* e *Reverse Thrust*

A situação em que o vento é oriundo da região a jusante do motor (vento de cauda ou, em inglês, *tail wind*) apresenta resultados idênticos aos da configuração com vento frontal (Motycka & Walter, 1975).

Um caso particular de *tailwind* ocorre em motores com o designado *reverse thrust*, onde o escoamento de ar do motor é redirecionado no sentido oposto ao do movimento de uma aeronave com o intuito de a abrandar após a aterragem ou de realizar manobras de marcha-atrás no solo, como se observa na Figura 2.17.

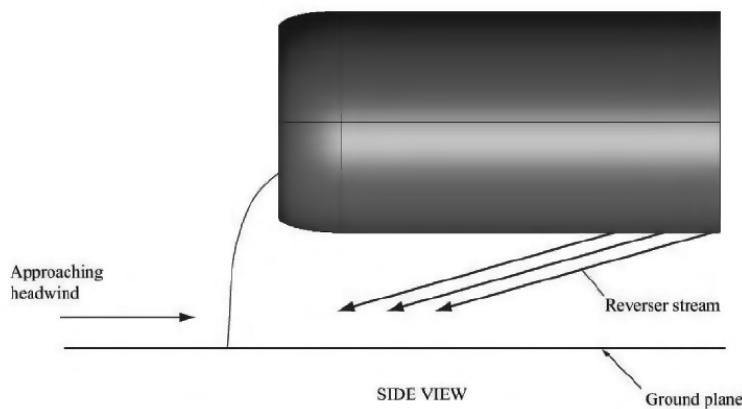


Figura 2.17: Linhas de escoamento durante a utilização de *reverse thrust* num motor próximo do solo (Murphy, 2008).

Glenny e Pyestock (1970) estudaram a aspiração de detritos em motores com uma *nacelle* de um motor à escala num túnel de vento para determinar os limites operacionais em que ocorre tal fenómeno. Recorrendo a diferentes gradientes de velocidade do escoamento externo e parâmetros adimensionais, como diferentes razões de velocidades ( $U_i/U_\infty$ ) e alturas adimensionais ( $h/D_i$ ) a

variar entre 0.9 e 1.8, concluíram que a velocidade para a qual os vórtices deixam de existir aumenta à medida que a direção do vento varia de vento frontal para vento de cauda e que a intensidade do vórtice era influenciado pelo gradiente espacial da velocidade do vento: vento uniforme ou inexistente resulta num vórtice quase ou praticamente inexistente.

Nesta situação, e de acordo com os estudos de Motycka e Walter (1975), que analisou as distorções induzidas pelos vórtices de solo na face da *fan* e através de experiências com modelos à escala e de análises de escoamentos potenciais estabeleceu as características da formação de vórtices de solo com vento de cauda e em operações com *reverse thrust*.



Figura 2.18: Surgimento de um vórtice de solo durante a utilização de *reverse thrust* (© Joshua Roberts).

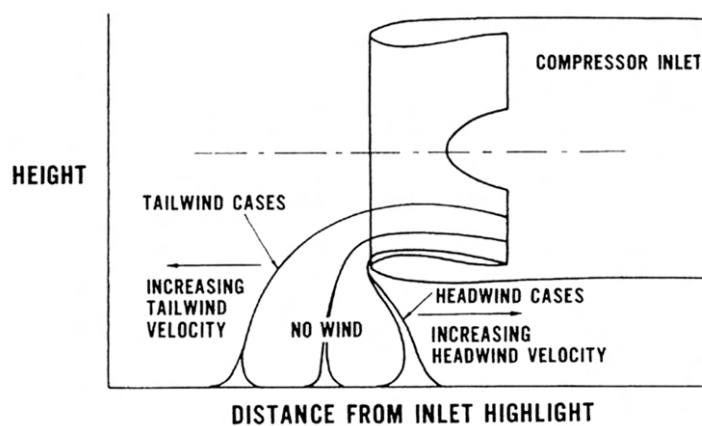


Figura 2.19: Efeitos na localização de um vórtice de solo devido à incidência de vento frontal e de vento de cauda neste (Motycka, 1976).

Inúmeras conclusões foram retiradas destes estudos, sendo que algumas já foram mencionadas previamente, pelo que se destacam as seguintes:

- O aumento da intensidade do vento de cauda aumenta a distância do núcleo do vórtice ao plano da entrada de ar e conseqüentemente a ingestão do vórtice na entrada de ar ocorre numa

região mais próxima do eixo do motor (Figura 2.19), acarretando dificuldades operacionais nesta situação.

- Para um aumento da altura adimensional, a região no solo onde existe a possibilidade de se formar um vórtice de solo aumenta e a sua instabilidade é fomentada nestas condições.
- As dimensões do núcleo dos vórtices de solo aumentam proporcionalmente com o diâmetro do motor.
- Os mecanismos de formação de vórtices de solo com vento de cauda são idênticos aos da configuração com vento frontal, sendo a fonte de vorticidade ambiente dominante a que está associada à camada limite em aproximação originada pelo escoamento de ar emanado pelo *reverser*.
- Razões de velocidades menores e alturas adimensionais superiores reduzem os níveis de distorção do escoamento junto à *inlet*.

Os testes efetuados durante estes estudos comprovaram que a ingestão de vórtices de solo é a principal responsável pelas distorções do escoamento que levam à ocorrência de *compressor stall* e, conseqüentemente, de *engine surge*, devido às elevadas distorções de pressão total induzidas pelos vórtices e pela sua ingestão próxima do eixo axial do motor no caso de ventos de cauda mais intensos.

### 2.6.3 Configuração do Motor com Vento Cruzado em Escoamento Irrotacional

Na presença de um escoamento de ar cruzado (a  $90^\circ$  em relação ao eixo do motor) e irrotacional (i.e. a camada limite não é considerada), surgem dois tipos de vórtices em redor da entrada de ar do motor: um vórtice de entrada a partir do solo e um *trailing vortex*. A sotavento do motor, no sentido do escoamento cruzado, o *trailing vortex* aparenta ser superior em dimensão ao vórtice de solo. Na Figura 2.20 é observável o sentido de rotação destes vórtices.

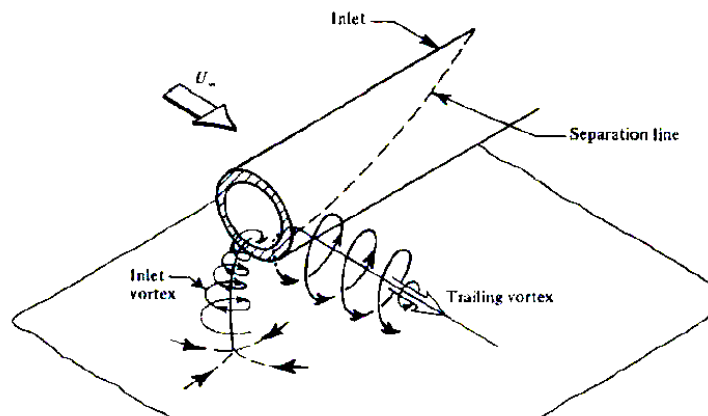


Figura 2.20: Vórtices existentes na situação de escoamento cruzado e respectivos sentidos de rotação (De Siervi et al., 1982).



Diferentemente das condições de formação dos vórtices de solo (anteriormente apresentadas no Capítulo 2.5), a formação dos *trailing vortices* deve-se à separação do escoamento próximo do bordo da *inlet* do motor. O escoamento de ar ao interagir com a superfície da *nacelle* do motor tende a separar-se desta ao longo de uma linha de separação (do inglês, *separation line*, observável na Figura 2.21).

A variação da circulação ao longo da superfície da *nacelle* do motor retarda progressivamente a separação do escoamento nesta à medida que o escoamento se aproxima da entrada de ar. Na zona mais afastada da entrada de ar, onde a velocidade do escoamento é da ordem de  $U_\infty$ , a circulação local é da ordem de  $U_\infty D$ . Na zona próxima do bordo da *inlet*, onde a velocidade do ar é idêntica à velocidade de ar à entrada do motor,  $U_i$ , a circulação local assume uma intensidade na ordem de  $U_i D$ . Devido a isto, a separação mais tardia do escoamento de ar ocorre junto ao bordo da *inlet*, como se observa na Figura 2.21, dada a circulação ser mais intensa neste local, fomentando assim o surgimento do *trailing vortex* (De Siervi et al., 1982).

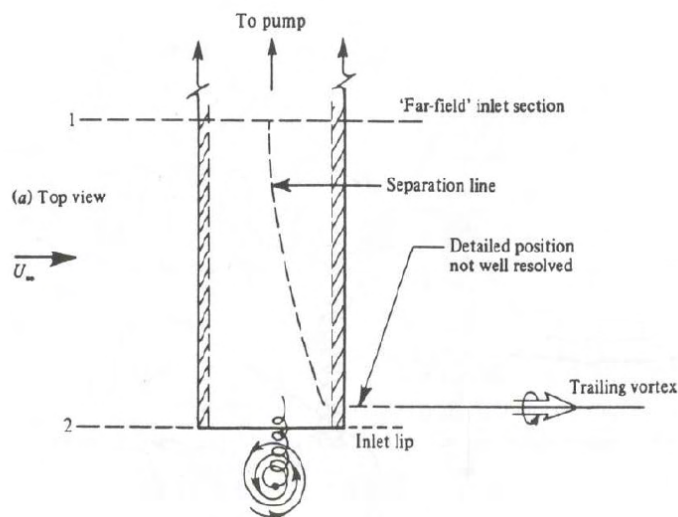
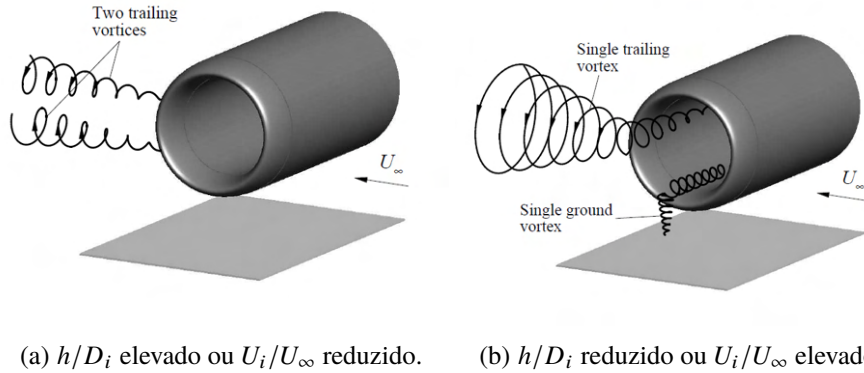


Figura 2.21: Vista de topo da entrada de ar onde é observável a linha de separação do escoamento (De Siervi et al., 1982).

No entanto, Brix et al. (2000), através das suas medições, indicou que os dois vórtices apresentam características distintas, apresentando o *trailing vortex* uma menor intensidade. Para razões de velocidades reduzidas (aproximadamente  $U_i/U_\infty < 5$ ), dois vórtices contrarrotativos de intensidades iguais são formados a sotavento da entrada de ar do motor e nenhum vórtice de solo é detetado. Ao aumentar a razão de velocidades, os vórtices contrarrotativos anteriormente mencionados passam a oscilar verticalmente e horizontalmente, de tal forma que o vórtice inferior passa a interagir com o solo, formando o vórtice de solo (Figura 2.22). Importa mencionar que este fenómeno ocorreu repentinamente assim que se procedeu a um ténue aumento da razão de velocidades.

A ocorrência deste fenómeno está relacionada com o aumento da região de aspiração do motor resultante do aumento de  $U_i/U_\infty$ . Quando se procede a um aumento da potência do motor, para a mesma altura adimensional  $h/D_i$ , a região de aspiração aumenta até atingir o solo, interagindo com este. Esta interação origina a formação de um vórtice de solo devido ao surgimento de uma linha





(a)  $h/D_i$  elevado ou  $U_i/U_\infty$  reduzido. (b)  $h/D_i$  reduzido ou  $U_i/U_\infty$  elevado.

Figura 2.22: Campo de escoamentos na presença de um escoamento cruzado: (a) dois vórtices contrarrotativos e (b) um vórtice de solo e um *trailing vortex* (Murphy, 2008).

de estagnação entre a entrada de ar e o solo e faz com que o *trailing vortex* inferior seja convertido num vórtice de solo.

O diâmetro exterior da *nacelle*,  $D$ , foi observado como sendo do mesmo tamanho do *trailing vortex* que permanece e que cuja existência seria expectável devido a variações na circulação na superfície da *nacelle* ao longo do seu eixo longitudinal, como foi previamente mencionado.

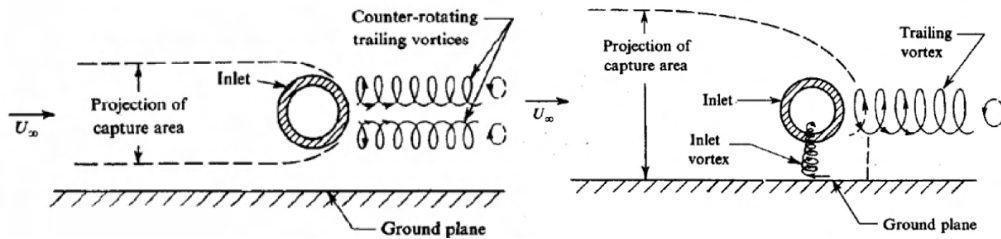


Figura 2.23: Vista lateral do campo de escoamentos na presença de um escoamento cruzado. Esquerda: dois vórtices contrarrotativos ( $U_i/U_\infty$  reduzida ou  $h/D_i$  elevada); direita: um vórtice de solo e um *trailing vortex* ( $U_i/U_\infty$  elevada ou  $h/D_i$  reduzida) (De Siervi et al., 1982).

Conclui-se assim que os dois tipos de vórtices se relacionam entre si em função da razão de velocidades ( $U_i/U_\infty$ ) e da altura adimensional ( $h/D_i$ ) do motor. Ao aumentar a razão de velocidades, existe uma alteração da geometria da região de aspiração e ocorre a conversão da configuração de dois *trailing vortices* numa configuração de um único *trailing vortex* e de um vórtice de solo, sendo este aumento equivalente à redução da altura adimensional e vice-versa.

De acordo com os mecanismos anteriores, seria de esperar que uma alteração na vorticidade ambiente através da modificação do sentido de rotação das *vortex lines* ambientes conduzissem a uma alteração do sentido de rotação dos vórtices de entrada (Figura 2.13). No entanto, o sentido de rotação dos vórtices manteve-se inalterado tanto para a situação de um escoamento cruzado oriundo da esquerda como da direita (De Siervi et al., 1982).

Uma vez que os sentidos de rotação dos vórtices aparentemente não são influenciados pela rotação da vorticidade ambiente, foi realizada uma análise para estudar a influência da camada

limite do solo na formação dos vórtices. De Siervi et al. (1982) procedeu à realização de uma experiência que consistiu em alinhar verticalmente dois modelos representativos de um motor num túnel de água, com um plano de simetria invíscido entre ambos, e introduzir um escoamento cruzado, tendo a sua visualização sido efetuada recorrendo a bolhas de hidrogénio. Uma visão esquemática desta experiência é apresentada na Figura 2.24.

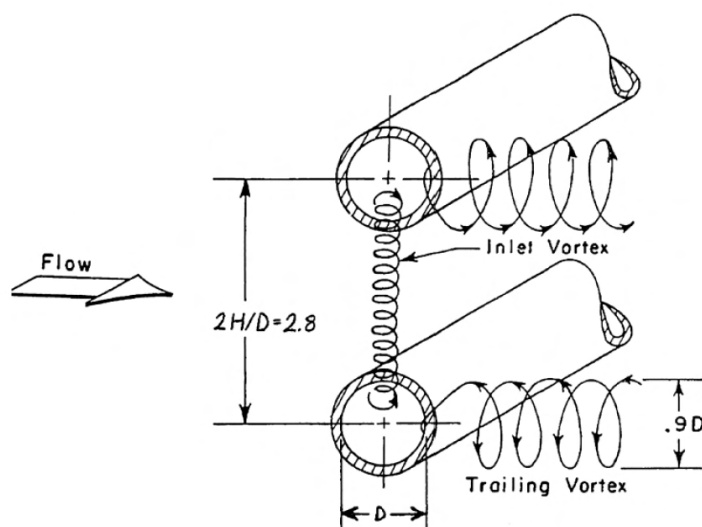


Figura 2.24: Linhas de escoamento associadas a duas entradas de ar com um ângulo de guinada de  $90^\circ$  num escoamento irrotacional (De Siervi et al., 1982).

Nesta experiência, realizada num campo de escoamento irrotacional sem fontes de vorticidade, foi observado que, embora não exista uma interação com o solo, surgiu um vórtice de solo entre os modelos (neste caso um vórtice *intake-to-intake*) e um *trailing vortex* em cada modelo de motor, o que significa que a vorticidade criada pela camada limite do solo não é essencial para a formação de um vórtice de solo.

Observou-se que a vorticidade contínua existente no núcleo do vórtice *intake-to-intake* é originada pelas forças viscosas da camada limite que surge na superfície dos modelos utilizados e que o alongamento das *vortex lines* existentes apenas preservam a vorticidade previamente existente ao invés de a originar. O vórtice surge a sotavento das *inlets* dos modelos e move-se, posteriormente, para uma posição em que une ambas as *inlets* devido ao momento transmitido pela aspiração do motor.

Na região a barlavento da *inlet*, surge uma zona de estagnação na superfície da *nacelle* que demarca o limite da região de aspiração do motor e o campo de velocidades do escoamento induzido pela aspiração do motor concentra e alonga por convecção a vorticidade mais a montante, formando um vórtice de solo próximo do bordo da *inlet*.

Admite-se que isto ocorre continuamente (caso contrário o vórtice desapareceria com o tempo) e numa situação estática e próxima do solo, a vorticidade emanada continuamente a partir da superfície exterior da entrada de ar sustem a estrutura do vórtice entre o motor e o solo; este fenómeno ocorre analogamente na configuração da experiência anterior, contudo, ao invés do solo,

a interação é feita com o plano de simetria (Murphy, 2008). Conclui-se assim que, ao contrário do que se julgava, a camada limite no solo não tem influência na formação destes vórtices (Capítulo 2.8), ao contrário da camada limite à superfície de uma *nacelle*.

#### 2.6.4 Configuração do Motor com Vento Cruzado e Vorticidade Ambiente

Um motor a operar na presença de um escoamento cruzado e com vorticidade ambiente vertical ascendente e no sentido horário tende a formar um único vórtice principal no interior da entrada de ar com uma rotação no sentido horário.

Numa configuração semelhante mas com vorticidade no sentido anti-horário, um único vórtice é originado com uma rotação no sentido horário (sentido contrário ao da vorticidade ambiente).

Contudo, tipicamente surgem dois vórtices nestas situações, um com uma intensidade consideravelmente superior à do outro e muito próximos um do outro, como se representa na Figura 2.25. Este fenómeno ocorre devido ao facto desta configuração ser a combinação das três restantes configurações principais responsáveis pela formação destes vórtices: na primeira configuração (na ausência de vento), surgem dois vórtices contrarrotativos simétricos de baixa intensidade; na segunda configuração, surgem igualmente dois vórtices com características semelhantes às da primeira configuração mas de maior intensidade; e na terceira configuração, surge um vórtice principal e um vórtice secundário com intensidades muito díspares.

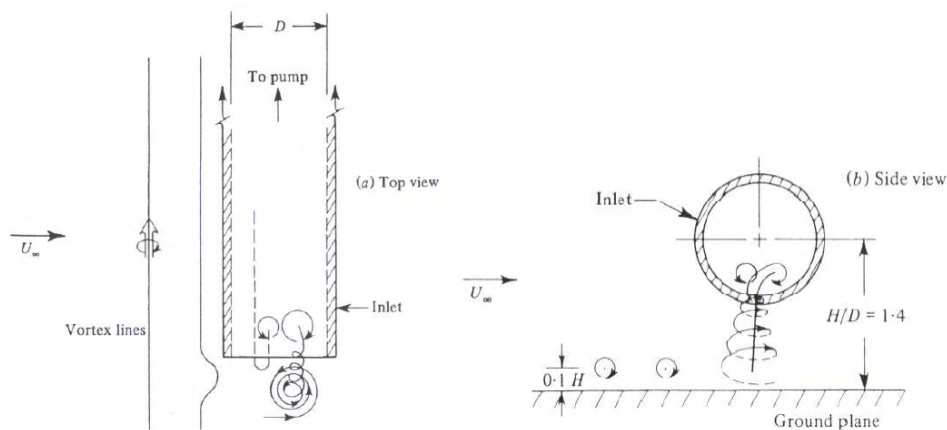


Figura 2.25: Formação de dois vórtices contrarrotativos na presença de um escoamento cruzado com vorticidade ambiente vertical e ascendente (De Siervi et al., 1982).

Conjugando os casos particulares anteriormente referidos, verifica-se que existe uma incontável quantidade de combinações de fenómenos que levam à ocorrência dos vórtices em estudo.

Inúmeros estudos com recurso a simulações numéricas computacionais (CFD) foram efetuados recentemente, na maioria em regime estacionário, de modo a modelar e a estudar estes fenómenos vorticosos com o intuito de entender a sua natureza e descobrir um método para mitigar o seu surgimento.

## 2.7 Métodos de Prevenção para o Surgimento de Vórtices de Solo

Devido aos efeitos indesejáveis resultantes do surgimento de vórtices de solo no funcionamento dos motores de aviação, inúmeros aparelhos de mitigação ou eliminação deste fenômeno foram concebidos e patenteados. Contudo, devido à complexidade e às variadas configurações que fomentam a ocorrência destes vórtices, não existe nenhum método que evite a sua ocorrência para todos os tipos de escoamentos ambientes.

O primeiro sistema de mitigação de vórtices foi concebido para os motores de turbina de gás do Douglas DC-8 no final da década de 1950 e início da década de 1960 e que cuja representação esquemática se apresenta na Figura 2.26 (Klein, 1959).

Neste sistema, é expelido ar a alta pressão proveniente do compressor para o solo na região onde o ponto de estagnação que dá origem ao vórtice tende a surgir. O ar ao atingir o solo na zona do ponto de estagnação debilita o vórtice que eventualmente desaparece. Contudo, a instabilidade do vento provocada pela variação da velocidade de sucção do motor contribui para a variação da localização da linha de estagnação e, assim, nem sempre o vórtice é mitigado. Inclusivamente, o jato de ar a alta pressão provocado por este sistema contribui para aumentar o risco de FOD, pois o seu impacto no solo provoca a projeção de detritos no ar, resultando em danos cujo sistema deveria evitar (Trapp & Girardi, 2010).

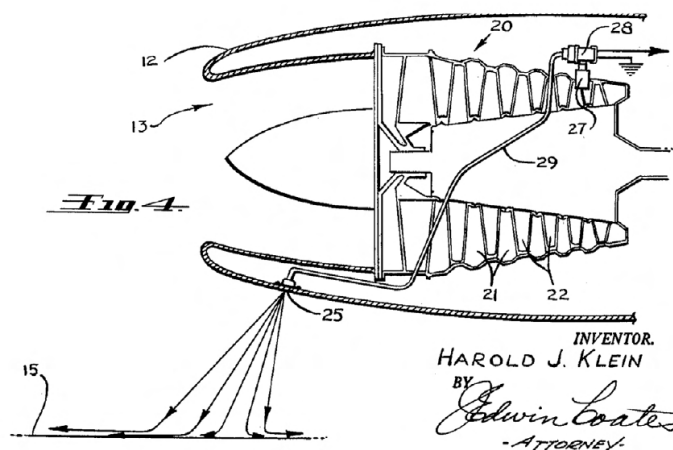


Figura 2.26: Sistema *blow-away jet* para mitigar o surgimento de vórtices de solo. Imagem retirada da patente de Klein (1959).

Um outro sistema com o mesmo intuito foi patentado por Cox e William (1969) e é representado na Figura 2.27. Este consiste na extensão de uma plataforma por baixo e à frente da entrada de ar do motor durante as operações de uma aeronave no solo para assim diminuir o risco de ocorrência de FOD. No entanto, este sistema não impede a persistência de vórtices pois estes continuam a surgir na superfície superior desta plataforma e no solo, conseguindo estes últimos contornar a plataforma e serem aspirados à mesma para o motor pela *fan*. Apesar deste dispositivo diminuir a aspiração de detritos para o motor, não evita as distorções do escoamento provocadas pelos vórtices.

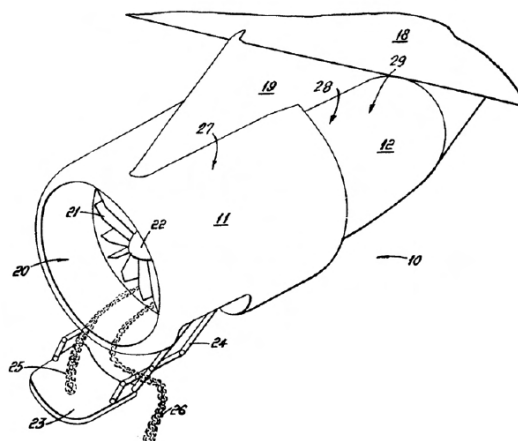


Figura 2.27: Sistema de prevenção de vórtices patenteado por Cox e William (1969).

Smith (1970) desenvolveu um sistema que consiste em dois conjuntos de bocais de ejeção de ar dispostos enviesadamente em frente ao bordo da *inlet* com o objetivo de formar duas "cortinas" de ar que são operados por atuação por pulso durante a realização de manobras no solo a baixas velocidades e em elevados regimes de potência do motor, como se observa na Figura 2.28. A ejeção intermitente e em altas frequências de ar adicionava turbulência ao escoamento do vórtice, diminuindo a sua intensidade. Contudo, este método não evita o surgimento do vórtice dado que este surgia previamente em todas as ocasiões e o risco de FOD era acrescido por razões idênticas ao do sistema de Klein (1959).

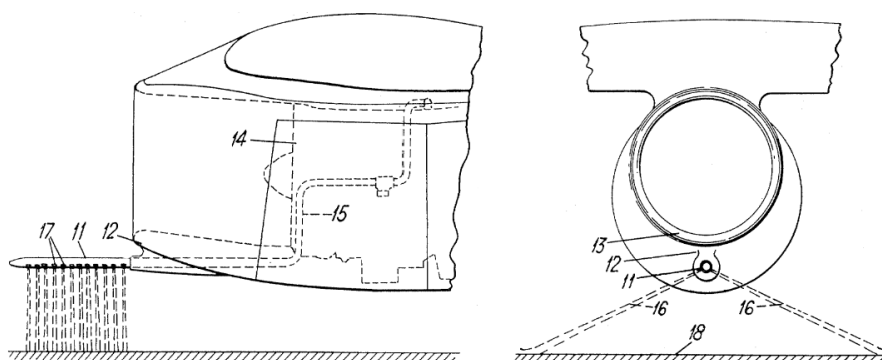
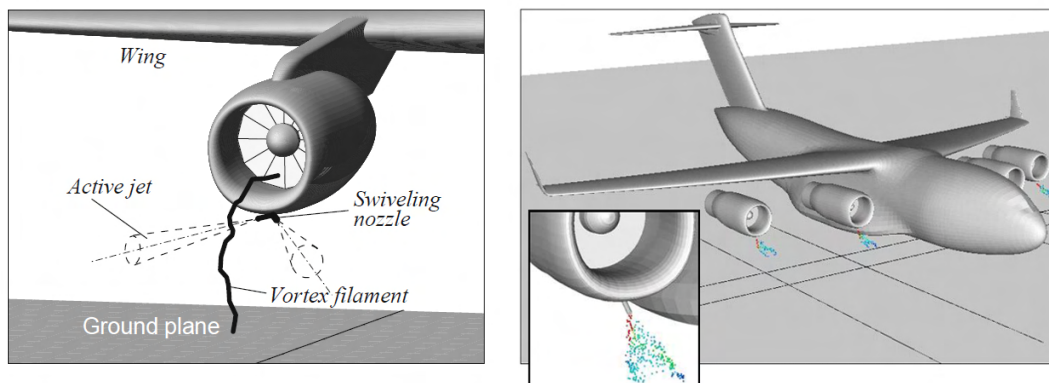


Figura 2.28: Vistas lateral e frontal do sistema desenvolvido por Smith (1970).

Mais recentemente foram desenvolvidos novos métodos desta índole com o auxílio de simulações CFD, contudo, estes revelaram-se impraticáveis de serem aplicados comercialmente por limitarem o desempenho dos motores e por apresentarem deficiências semelhantes aos métodos previamente mencionados.

Um destes métodos foi concebido e estudado por Shmilovich e Yadlin (2006). Este sistema, representado na Figura 2.29a, consiste num único bocal giratório sob o bordo da *inlet* e que atua de forma semelhante ao sistema proposto por Smith (1970), apresentando as mesmas deficiências

que este último é com um impacto ainda mais severo do jato de ar no solo.



(a) Representação da atuação do sistema. (b) Visualização de partículas em CFD dos jatos expelidos pelo sistema.

Figura 2.29: Sistema de mitigação de vórtices *sprinkler jet* (adaptado de Shmilovich e Yadlin, 2006).

Um conjunto de modificações para apaziguar estes fenómenos vorticiosos e evitar a ocorrência de FOD foi concebido para determinadas aeronaves que operam em regiões mais inóspitas e onde a aspiração de detritos é mais recorrente. Este conjunto, denominado por *gravel kit*, inclui um dissipador de vórtices semelhante ao sistema *sprinkler jet* com três bocais na extremidade de um tubo cilíndrico posicionado junto ao bordo da *inlet*, como se observa na Figura 2.30.

Outro conceito que foi aplicado em alguns caças de combate com o objetivo de evitar a aspiração de detritos a partir do solo para os motores consiste na abertura de entradas de ar alternativas na zona superior da fuselagem, obstruindo simultaneamente e propositadamente as entradas de ar principais que se encontram próximas do solo, como se representa na Figura 2.31. Deste modo, a aspiração do ar é feita numa região mais afastada do solo, o que atenua a ocorrência de FOD mas não impede a formação de vórtices a partir de outras superfícies sólidas.



Figura 2.30: Dissipador de vórtices instalado num motor de um Boeing 737-200.

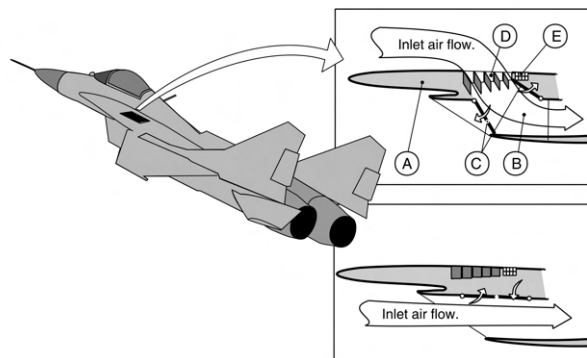


Figura 2.31: Representação esquemática de portas anti-FOD instaladas num caça MiG-29.

Conclusivamente, a implementação deste tipo de dispositivos em aeronaves é raramente efetuada devido à sua impotência para eliminar os vórtices para inúmeras configurações distintas de escoamentos, à sua tendência para deteriorar o problema da ocorrência de FOD, à sua complexidade e ao seu possível impacto negativo no desempenho dos motores.

## 2.8 Independência da Camada Limite no Solo

Os estudos efetuados por Murphy e MacManus (2011) provaram que a camada limite no solo ou a vorticidade ambiente originada pela espessura da camada limite do escoamento em aproximação não influenciam o surgimento de vórtices de solo, tal como foi previamente mencionado no Capítulo 2.6.3. Para demonstrar isto, os autores traçaram as curvas da circulação adimensional em redor do vórtice e do parâmetro  $DC_{60}$  (que corresponde à distorção de pressão na face da *fan*) em função da razão de velocidades  $U_i/U_\infty$ , para espessuras da camada limite  $\delta^*/D_I$  iguais a 0.11 e 0.03 ( $D_I$  é a notação atribuída pelos autores para o diâmetro considerado).

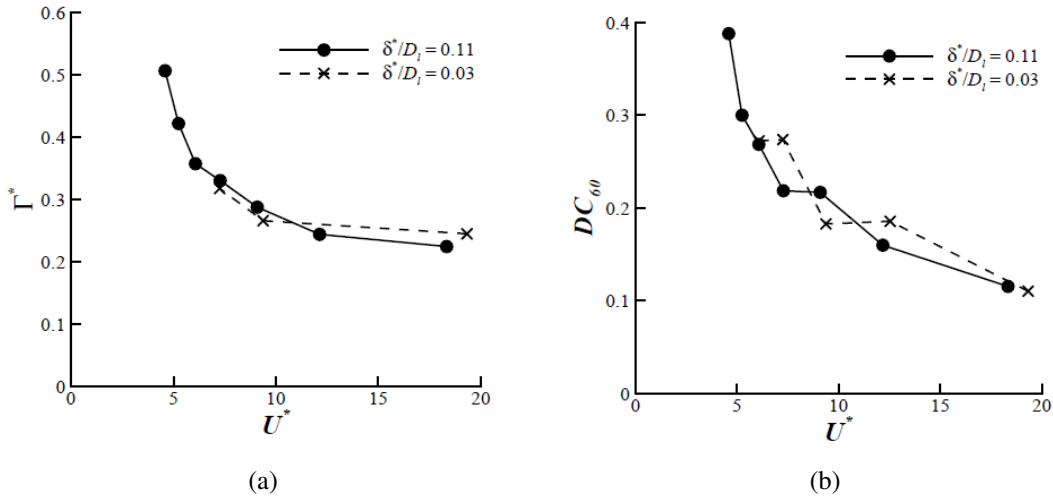


Figura 2.32: Efeitos da espessura da camada limite do escoamento em aproximação na (a) intensidade da vorticidade adimensional (ou intensidade do vórtice) e no (b) parâmetro  $DC_{60}$  (Murphy, 2008). Nota:  $U^* = U_i/U_\infty$ .

O coeficiente  $DC_{60}$  é definido pela Equação 2.12.

$$DC_{60} = \frac{P_i - P_{60}}{q_i} \quad (2.12)$$

Onde  $P_i$  é a pressão de estagnação média ponderada por área na face da *fan* medido por um sistema PIV (do inglês, *Particle Image Velocimetry*),  $P_{60}$  é a pressão de estagnação média ponderada por área na pior secção a  $60^\circ$  na face da *fan* e  $q_i$  é a pressão dinâmica local na face da *fan*.

Observando os resultados apresentados na Figura 2.32 para uma relação  $h/D_I = 0.25$  fixa, verifica-se que as diferenças entre ambos os casos são desprezáveis, concluindo-se assim que a camada limite no solo não influencia este fenómeno vorticioso.

## 2.9 Estudos Numéricos Anteriores

Inúmeros estudos foram efetuados no âmbito deste fenómeno recorrendo a múltiplas configurações e métodos de análise. Os primeiros estudos recorreram a motores reais em bancos de ensaio e posteriormente foram utilizados modelos à escala em túneis de vento e, através de técnicas de visualização como a colocação de tufos de lã, água e pó de talco no solo e até mesmo de detritos reais aliados a uma grelha de proteção na entrada de ar do motor, foi possível recolher inúmeros dados sobre o fenómeno.

A evolução dos métodos computacionais e dos códigos dos métodos dos painéis permitiram estudar estes vórtices pela primeira vez na década de 1970, ao passo que atualmente e ao longo das últimas duas décadas, os métodos preferenciais para a realização destes estudos baseiam-se predominantemente em CFD. Uma das vantagens dos *softwares* CFD reside no cálculo da totalidade do regime de escoamentos e na recolha dos dados de interesse numa qualquer região do domínio em qualquer intervalo de tempo. Os métodos computacionais que se têm destacado fundamentam-se na teoria do escoamento potencial (como o estudo de Nakayama e Jones, 1999, mencionado no Capítulo 2.5) e em algoritmos de solução baseados nas Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS), nos quais se dará maior foco.

### 2.9.1 Estudos Realizados com Algoritmos Baseados na Resolução das RANS

Barata et al. (2010) e, posteriormente, Barata et al. (2012) realizaram estudos de CFD com recurso a um código interno e à modelação de múltiplos modelos de motores de diferentes construtores à escala real para diferentes razões de velocidade. Utilizando uma malha com 214,000 elementos em condições de incompressibilidade e regime estacionário e com recurso ao modelo de turbulência  $k - \varepsilon$ , concluíram que surge uma região de baixa-pressão no plano do solo unicamente quando ocorre a formação de vórtices de solo. Adicionalmente, detetaram o ponto de estagnação no plano do solo onde se forma o núcleo do vórtice e identificaram o surgimento de vórtices secundários adicionais em planos paralelos ao plano da entrada de ar, não tendo estes sido detetados em estudos anteriores e para os quais os autores não forneceram qualquer explicação relativa ao seu surgimento.

Num estudo realizado por Trapp e Girardi (2010), da Embraer e do Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA) do Brasil, foram efetuadas simulações tridimensionais para escoamentos compressíveis numa versão modificada da *nacelle* DLR-F6, utilizada previamente em estudos experimentais, para estudar em maior detalhe a formação de vórtices de solo e de *trailing vortices*. Para tal, os autores conceberam uma malha com aproximadamente 5,000,000 de elementos com valores de  $y^+$  abaixo de 1 em todas as superfícies sólidas para obter uma maior precisão na simulação da camada limite nestas e recorreram ao modelo de turbulência  $k - \varepsilon$  *Realizable*. Deste estudo concluiu-se, tal como outros autores previamente defenderam, que os efeitos viscosos são essenciais à formação de vórtices de solo após a realização de dois ensaios idênticos, um invíscido e outro considerando a viscosidade, tendo apenas surgido um vórtice de solo no último.

Num estudo posteriormente publicado, Trapp e Girardi (2012) ao realizar novas simulações



CFD com novas condições de fronteira nas superfícies sólidas de modo a estudar as diferenças entre as condições *no-slip wall* e *slip wall*, verificou que a vorticidade que surge na superfície exterior da *nacelle* tem um maior impacto na formação de vórtices de solo do que a vorticidade oriunda da camada limite no solo, confirmando a hipótese de De Siervi et al. (1982), acrescentando que a combinação das duas fontes de vorticidade contribuem para o aumento da intensidade do vórtice.

Na mesma publicação, os autores concluíram que os *trailing vortices* são compostos por dois tipos de escoamentos rotacionais: um escoamento interno e um escoamento externo. O escoamento externo é escoado infinitamente para sotavento do motor, tal como De Siervi et al. (1982) propôs anteriormente, e o escoamento interno é novamente aspirado pela entrada de ar do motor, como se representa na Figura 2.33.

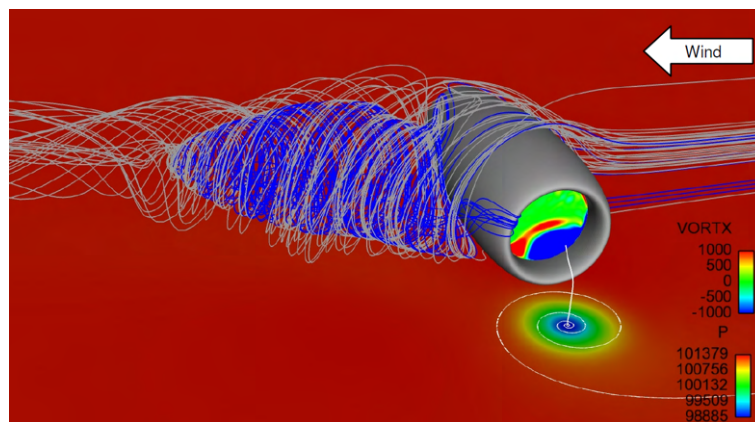


Figura 2.33: Visualização em CFD dos rastros de partículas do *trailing vortex* (escoamento interior que é aspirado para a entrada de ar a azul e escoamento exterior a cinzento) e do vórtice de solo (a branco). No plano do solo é apresentada a distribuição de pressão e no plano da *fan* a distribuição da vorticidade na direção longitudinal (Trapp & Girardi, 2012).

Diversos estudos experimentais apontaram, como se mencionou anteriormente, que as superfícies sólidas de uma aeronave que possam interagir com a região de aspiração de um motor influenciam a formação de vórtices de entrada. De modo a estudar esta influência, diversos estudos em CFD foram elaborados recorrendo a domínios computacionais com modelos completos de uma aeronave, como foi o caso do estudo de Shmilovich e Yadlin (2006) no regime transiente e recorrendo ao modelo de turbulência  $k - \omega$  SST (Figura 2.34a), que foi parcialmente mencionado no Capítulo 2.7, ou o estudo efetuado por Vunnam e Hoover (2011) que modelou a fuselagem, as asas e as *nacelles* dos motores (juntamente com as pás do rotor e do estator da *fan*), colocados na retaguarda, de uma aeronave executiva a jato. Neste estudo, foi utilizada uma malha computacional com mais de 9, 000, 000 elementos com valores de  $y^+$  abaixo de 200 nas superfícies sólidas para simular a formação de vórtices em condições de vento cruzado, e recorrendo também ao modelo  $k - \omega$  SST, foi observado o surgimento de um vórtice de solo a partir da superfície superior das asas e de um *trailing vortex* a partir da fuselagem (Figura 2.34b), juntamente com a separação do escoamento junto ao bordo da *inlet* no sentido ascendente. Os autores estudaram as distorções na zona da *fan* e compararam os resultados com os dados experimentais obtidos em medições reais efetuadas naquele modelo de aeronave, tendo verificado que as distorções obtidas com o *software*

CFD eram cerca de 10 vezes superiores às distorções medidas, devendo-se isto a um possível refinamento da malha desajustado nesta região para captar convenientemente os efeitos da camada limite.

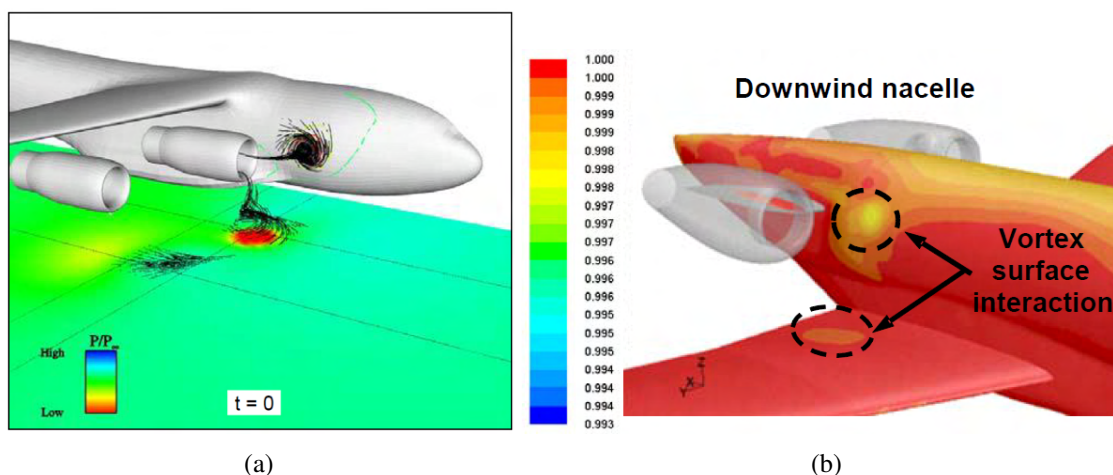


Figura 2.34: Resultados das simulações de CFD em que se observa o surgimento de um *trailing vortex* nas fuselagens e de um vórtice de entrada (a) no solo (Shmilovich & Yadlin, 2006) e (b) na superfície superior de uma asa (Vunnam & Hoover, 2011).

Horvath (2013) estudou a formação de vórtices de solo em regime transiente recorrendo ao código u-RANS (*unsteady*-RANS), ao modelo  $k - \omega$  SST e a uma malha com cerca de 5, 500, 000 elementos para analisar os dados obtidos em diferentes *time steps* durante os 1.15 s em que consistiu cada simulação de acordo com os parâmetros de sucção do solo, de circulação nos vórtices e da distorção na face da *fan* (parâmetro  $DC_{60}$ ). Foi confirmado que este processo é altamente instável apesar do curto período temporal estudado e descobriu-se que surgem vórtices adicionais para além do vórtice de solo e do *trailing vortex*. No entanto, esta ocorrência necessita de confirmação experimental pois o código u-RANS tende a criar vorticidade artificial que pode ser inexistente na realidade. Foi verificado que a localização das regiões de fixação dos vórtices no solo e na entrada de ar variavam no tempo e que a camada limite da superfície da *nacelle* contribui, tal como já se verificou anteriormente, para o surgimento da vorticidade necessária à ocorrência destes vórtices. Verificou-se igualmente que o aumento da velocidade do escoamento em aproximação também contribui para o surgimento de vorticidade ambiente devido à camada limite no solo, o que tende a mover os vórtices para jusante e a aumentar a sua intensidade.

Adicionalmente, foi comprovado que a correlação publicada por De Siervi et al. (1982), que determina para que razões de velocidade e alturas adimensionais um vórtice de solo ocorre, apenas é aplicável para uma situação estática (vento e velocidade de aspiração constantes) e não se adequa à situação instável estudada onde surgiram múltiplos vórtices ao invés de um único.

O histórico da pressão estática num plano próximo do solo revelou que na presença de múltiplos vórtices, não existe risco de ocorrência de FOD. Contudo, quando estes se combinam num único vórtice de intensidade superior, o poder de aspiração aumenta ao ponto de permitir a aspiração de um pedaço esférico de asfalto com cerca de 17 cm de diâmetro para o interior do motor, fomentando

assim a ocorrência de FOD.

Um outro estudo foi efetuado por Manquinho (2017) com recurso a métodos CFD para analisar este fenómeno para uma vasta gama de distâncias ao solo, diâmetros de motor e razões de velocidades na presença de vento cruzado, dando continuidade ao estudo de Barata et al. (2012). Considerando igualmente um escoamento incompressível e estacionário e recorrendo ao modelo de turbulência  $k - \varepsilon$ , foi concluído que surgem grandes regiões de baixas pressões em frente da admissão do motor e que se prolongam até ao solo onde o núcleo do vórtice surge para diversas combinações de alturas adimensionais e razões de velocidades. Verificou-se igualmente que a influência de  $D_i$ ,  $h$  e  $U_i/U_\infty$  não é algo tão linear como se previa e que existem duas situações predominantes em que não surgem vórtices de entrada: na zona limite de existência ou inexistência de vórtices (anteriormente mencionada por Nakayama e Jones, 1999) e para razões de velocidades elevadas ( $U_i/U_\infty > 50$ ), não tendo sido mencionado este último aspeto em trabalhos prévios.

## 2.10 Efeitos do Regime Transiente

Das observações feitas em experiências anteriores ou através de visualizações do escoamento em situações reais, conclui-se que o fenómeno dos vórtices de entrada a partir do solo são processos consideravelmente instáveis e dependentes do tempo.

Embora alguns estudos anteriores tenham mencionado esta problemática, como foi o caso do estudo de Brix et al. (2000), as investigações deste fenómeno no regime transiente só foram aprofundadas posteriormente, como no caso da investigação de Murphy e MacManus (2011), por exemplo e, subsequentemente, por Horvath (2013), que estudaram a formação de vórtices de solo em regime transiente e com escoamento compressível, tendo sido mencionadas no Capítulo 2.9 algumas das conclusões decorrentes deste último estudo.

Apesar da instabilidade deste fenómeno e da sua dependência temporal, para efeitos de simplificação o corrente trabalho cingir-se-á ao seu estudo no regime estacionário e assume-se que o escoamento é incompressível em todo o domínio, apesar de na realidade, em certos casos, o ar apresentar características de um escoamento compressível junto à entrada de ar de um motor, como se mencionou no Capítulo 2.2.



## Capítulo 3

# Equações Fundamentais do Escoamento de um Fluido e Turbulência

### 3.1 Equações que Governam um Fluido Viscoso

As equações fundamentais que governam o escoamento tridimensional de um fluido viscoso são definidas pelas denominadas equações de Navier-Stokes ou equações de conservação do movimento. Constituídas por três equações vetoriais fundamentais resultantes da aplicação da lei do movimento de Newton a cada elemento de um fluido, são complementadas pela equação da continuidade (ou equação da conservação de massa) e a equação da energia (no caso de um escoamento compressível ou incompressível com transferência de calor).

O sistema de equações supramencionado descreve a dependência das variáveis espaciais  $x$ ,  $y$ ,  $z$  e temporal  $t$  com as propriedades termodinâmicas do fluido em estudo - o ar -, i.e. a massa volúmica  $\rho$ , a pressão  $p$ , a temperatura  $T$  e a energia interna  $i$ .

Sucintamente, as equações diferenciais de Navier-Stokes (Equações 3.1a, 3.1b e 3.1c) e a equação da continuidade (Equação 3.2) descrevem as propriedades de um fluido newtoniano e incompressível num determinado ponto do espaço e do tempo (White, 2011).

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (3.1a)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (3.1b)$$

$$\rho \left( \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z + \mu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (3.1c)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (3.2)$$

Onde  $u$ ,  $v$  e  $w$  são as componentes da velocidade e estão alinhadas, respetivamente, com as variáveis espaciais  $x$ ,  $y$  e  $z$  e  $g_x$ ,  $g_y$  e  $g_z$  são as componentes da aceleração gravitacional alinhadas com as referidas variáveis espaciais.

Uma vez que no presente trabalho o escoamento em estudo é incompressível (a massa volúmica do fluido não varia com o tempo) e estacionário, como foi mencionado no Capítulo 2.10, é possível simplificar as equações anteriores ao desprezar-se o termo  $\partial\rho/\partial t$  na Equação 3.2 e ao desprezar-se as derivadas temporais nas Equações 3.1a, 3.1b e 3.1c, sendo que não se considera a equação da conservação da energia. Assim, as equações anteriores podem ser reescritas da seguinte forma:

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x + \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (3.3a)$$

$$\rho \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y + \mu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (3.3b)$$

$$\rho \left( u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z + \mu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (3.3c)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.4)$$

Estas equações diferenciais parciais são equações não lineares devido à aceleração convectiva presente no primeiro termo das Equações 3.3a, 3.3b e 3.3c. Esta característica aliada ao comportamento flutuativo do campo de escoamento de um fluido turbulento, cujo regime será descrito no Capítulo 3.2, tornam a resolução numérica das equações de Navier-Stokes extremamente complexa no regime turbulento, tornando as simulações numéricas diretas impraticáveis a não ser num computador com uma elevada capacidade de processamento. De modo a colmatar esta limitação, foram criadas equações médias como as equações Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) que, suplementadas com um modelo de turbulência adequado, permitem simular um escoamento turbulento por métodos CFD com menores recursos computacionais, como será abordado em maior detalhe nos Capítulos 3.3 e 4.5.

## 3.2 Escoamentos Turbulentos e Número de Reynolds

Um escoamento é caracterizado por três regimes que podem coexistir no mesmo escoamento: regime laminar, regime de transição e regime turbulento.

Num escoamento laminar, o fluido movimenta-se em planos paralelos, ou em círculos concêntricos coaxiais, de acordo com o corpo em que se insere.

Devido à influência de perturbações (e.g. rugosidade de uma superfície), o campo de escoamento passa a ser caracterizado por gradientes de velocidade que levam ao surgimento de rotação e o escoamento transita do regime laminar para o regime turbulento, sendo a turbulência tipicamente associada a escoamentos tridimensionais e rotacionais onde existe produção de vorticidade. Na ausência de uma fonte de vorticidade, a turbulência e os vórtices de solo a esta associados, como foi abordado no Capítulo 2.6.3, tendem a desaparecer e o escoamento volta a ser laminar.

Um parâmetro adimensional que permite analisar o regime em que se encontra um fluido consiste no número de Reynolds, que descreve a importância das forças viscosas e das forças de inércia num escoamento, sendo definido pela Equação 3.5.

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} \quad (3.5)$$

Onde  $\mu$  é a viscosidade absoluta (dinâmica) do fluido,  $U$  é a velocidade do escoamento e  $L$  é o comprimento da geometria considerada.

Tipicamente, os escoamentos desenvolvem-se inicialmente no regime laminar mas a partir de um determinado número de Reynolds crítico, que varia consoante o escoamento, transitam para o regime turbulento. Neste regime, caracterizado normalmente por um número de Reynolds elevado, em que as forças de inércia têm um impacto maior do que as forças viscosas, as propriedades do escoamento variam com o espaço (e com o tempo no regime transitório) e as suas movimentações tornam-se instáveis e aleatórias.

A turbulência está associada ao surgimento de turbilhões (do inglês *eddies*) cujas dimensões podem variar infinitamente ao longo de diversos intervalos de tempo. Os turbilhões de grande escala, do inglês *large eddies*, são usualmente comparáveis em tamanho ao comprimento característico do escoamento e os turbilhões de pequena escala, do inglês *small eddies*, são os responsáveis pela dissipação de energia cinética turbulenta, sendo as escalas intermédias importantes para caracterizar a turbulência uma vez que estas são responsáveis pela transmissão de energia entre as escalas maiores e as menores.

Apesar da aleatoriedade da turbulência, tipicamente observam-se padrões na dissipação dos turbilhões, podendo estes ser caracterizados por diversas escalas características que são utilizadas para definir os modelos de turbulência como, por exemplo, o comprimento dos turbilhões (do inglês, *length scales*),  $l$ .

A viscosidade turbulenta,  $\mu_t$ , é uma propriedade do escoamento (e não do fluido, ao contrário da viscosidade absoluta) que representa os efeitos da agitação turbulenta e das suas consequências no transporte do momento, da energia cinética e dos escalares passivos, estando o seu conceito na base dos modelos de turbulência mais utilizados em engenharia.

### 3.3 Caracterização de um Escoamento Turbulento

Devido à aleatoriedade do movimento das partículas do fluido num escoamento turbulento, todas as funções do campo do escoamento (como a velocidade, a pressão, a temperatura, etc.) apresentam flutuações significativas, como se observa na Figura 3.1.

Na maioria dos problemas de engenharia, não existe a necessidade de visualizar os padrões de uma destas funções num determinado instante. Ao invés disto, recorre-se à sua média ao longo do tempo e à intensidade das flutuações turbulentas para modelar a turbulência.

A propriedade genérica  $\phi(t)$  de um fluido passa assim a ser definida como a soma do seu valor médio,  $\bar{\phi}$ , com a sua flutuação de acordo com o tempo,  $\phi'(t)$  (onde por definição  $\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} = 0$ ), o que se traduz por  $\phi(t) = \bar{\phi} + \phi'(t)$ . Esta definição corresponde à designada decomposição de Reynolds e permite a descrição de todas as propriedades de um escoamento turbulento.

As equações de Navier-Stokes (Equações 3.3a, 3.3b e 3.3c) não têm em consideração as flutuações das propriedades de um fluido em regime turbulento a não ser num volume infinitesimal,

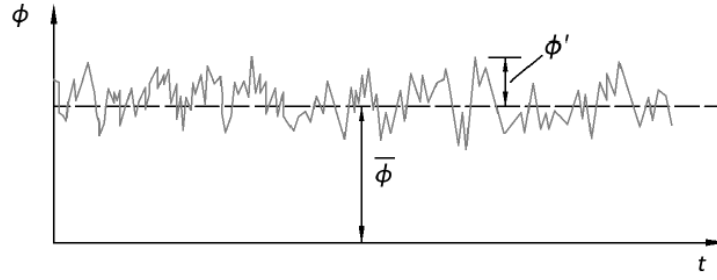


Figura 3.1: Exemplo de medições da propriedade genérica  $\phi$  de um escoamento ao longo do tempo num escoamento turbulento.

pelo que é necessário realizar uma decomposição de Reynolds para cada uma das suas componentes, como se define na Equação 3.6.

$$\begin{Bmatrix} u(t) \\ v(t) \\ w(t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \bar{u} + u'(t) \\ \bar{v} + v'(t) \\ \bar{w} + w'(t) \end{Bmatrix} \quad (3.6)$$

Onde  $\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = 0$ ,  $\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = 0$  e  $\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = 0$ .

$$\rho \left( \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x + \mu \left( \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) - \left( \frac{\partial \overline{\rho u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho u'w'}}{\partial z} \right) \quad (3.7a)$$

$$\rho \left( \bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho g_y + \mu \left( \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \right) - \left( \frac{\partial \overline{\rho u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho v'w'}}{\partial z} \right) \quad (3.7b)$$

$$\rho \left( \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g_z + \mu \left( \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right) - \left( \frac{\partial \overline{\rho w'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho w'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho w'^2}}{\partial z} \right) \quad (3.7c)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (3.8)$$

Este procedimento dá origem às designadas tensões de Reynolds ( $-\overline{\rho u'_i u'_j}$ ) que ao se inserirem nas equações de Navier-Stokes, originam as Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS), definidas pelas Equações 3.7a, 3.7b, 3.7c e 3.8.

As equações RANS, apesar de serem uma adaptação das equações de Navier-Stokes, constituem um sistema de equações que não são resolvíveis numericamente sem o auxílio de equações adicionais, dado que o cálculo de todas as propriedades médias do escoamento requer a criação de equações constitutivas para o termo de correlação das flutuações. Neste sentido, foram concebidos diversos modelos de turbulência para contornar esta problemática, permitindo estes o cálculo das tensões turbulentas médias (Versteeg & Malalasekera, 2007) e a sua seleção depende do caso em estudo, como é abordado em maior detalhe no Capítulo 4.5.1.



## Capítulo 4

# Ferramentas Computacionais

### 4.1 Metodologia

A Mecânica dos Fluidos Computacional, ou em inglês *Computational Fluid Dynamics* (CFD), consiste num método de aplicação de algoritmos e modelos numéricos na resolução de problemas inerentes ao escoamento de fluidos, a transferências de calor, a reações químicas ou a outros fenómenos (Versteeg & Malalasekera, 2007).

A aplicação de ferramentas baseadas em CFD é transversal a inúmeros ramos da engenharia, destacando-se o ramo da aerodinâmica, da hidrodinâmica, automóvel, de HVAC, entre outros, e é uma técnica de análise cada vez mais adotada nas mais variadas áreas devido à sua potencial maior celeridade e redução de custos na realização de estudos comparativamente com a via experimental.

Numa fase preliminar, o corpo do fluido i.e. a forma interior que contém o fluido, é dividido em pequenos elementos - as células -, que usualmente apresentam formas tetraédricas ou hexaédricas, gerando assim a chamada malha computacional que, dependendo do caso de estudo, pode ser bidimensional ou tridimensional.

Cada célula exprime uma determinada característica de um escoamento (e.g. massa, pressão, velocidade, temperatura, etc.), à qual são atribuídas variáveis algébricas. As interfaces do corpo do fluido são recorrentemente utilizadas para definir as condições de fronteira onde são conhecidas algumas das características do escoamento.

Métodos numéricos como o Método das Diferenças Finitas (do inglês, *Finite Difference Method* - FDM), o Método dos Volumes Finitos (do inglês, *Finite Volume Method* - FVM) ou o Método dos Elementos Finitos (do inglês, *Finite Element Method* - FEM) são posteriormente aplicados para resolver as equações RANS (Capítulo 3.3) numericamente ao longo de todo o domínio computacional com o intuito de simular o comportamento de um escoamento (Revuz, 2011).

Precedentemente à realização das simulações, é necessário parametrizar corretamente o *software* CFD em uso de modo a extrair resultados o mais fidedignos possíveis. A discretização do domínio, a escolha dos modelos de turbulência mais adequados e a definição das condições de fronteira são aspetos cruciais num problema desta índole (Castro & Graham, 1999).

A realização de estudos de escoamentos de fluidos com base em códigos de CFD é dividida em três etapas essenciais: i. Pré-Processamento, ii. Resolução e iii. Pós-Processamento.

### i. *Pré-Processamento*

Nesta primeira etapa é introduzido o caso de estudo no programa de CFD, ao definir-se a geometria e ao discretizar-se o domínio computacional usado na geração da malha. É definido o modelo físico do escoamento, nomeadamente as equações de movimento, a entalpia, as transferências de calor e as condições do domínio em estudo i.e. as propriedades do fluido, o modelo de turbulência utilizado, as condições de fronteira utilizadas, entre outras particularidades.

### ii. *Resolução*

Nesta fase, os princípios da conservação da massa, de movimento e de energia são aplicados a cada célula tendo em consideração as células na vizinhança, criando um sistema de equações algébricas com as variáveis que representam as características, conhecidas e desconhecidas, de cada célula e que é resolvido pelo código CFD através de um processo iterativo.

### iii. *Pós-Processamento: Análise de Resultados*

As soluções que se obtêm na fase anterior permitem conhecer o comportamento do fluido em cada célula, e por conseguinte, o comportamento do fluido na região em estudo. Deste modo, nesta fase é possível retirar os dados e as informações fulcrais para o estudo em questão, nomeadamente a velocidade do fluido, a pressão, a temperatura, entre outros, em determinados pontos, linhas, planos ou superfícies que sejam definidos no interior do domínio computacional.

Sucintamente, as simulações serão efetuadas com recurso ao *software* ANSYS Fluent, que se baseia no FVM para discretizar e resolver iterativamente as equações RANS em cada célula do domínio computacional para os três eixos, com o auxílio das equações de transporte dos modelos de turbulência (Capítulo 4.5), por meio de um algoritmo de solução (Capítulo 4.6) baseado no acoplamento parcial entre a velocidade e a pressão de um fluido até que a solução convirja.

## 4.2 Geometria

A geometria adotada para o domínio computacional depende diretamente da tipologia das simulações a efetuar e dos componentes que interagem com o escoamento de fluido a estudar. O presente estudo consiste na simulação de um escoamento exterior de ar cruzado que interage com um motor de turbina de gás de uma aeronave no solo durante a fase de aumento de potência do mesmo. Deste modo, as dimensões do domínio computacional dependem do tamanho do motor em estudo e das condições de fronteira a que se recorrerá. Por forma a evitar a obtenção de uma geometria excessivamente complexa, optar-se-á por modelar apenas as *nacelles* dos motores em estudo próximas do solo, utilizando diferentes distâncias destas ao solo. Os casos de estudo a abordar são caracterizados por não apresentarem fronteiras físicas nas regiões de interação com a atmosfera, sendo indispensável definir condições de fronteira que se adequem à simulação do escoamento nestas zonas. No Capítulo 5 serão apresentados os casos de estudo desta dissertação.

No dimensionamento do domínio computacional, é imperativo garantir que estas fronteiras não interfiram com o escoamento na região em redor da *nacelle*, sendo assim necessário distanciá-las o suficiente desta por forma a que não surjam gradientes de pressão indesejáveis e para que o escoamento esteja totalmente desenvolvido nessa região (Schlichting & Gersten, 2017). No entanto, estas fronteiras devem estar simultaneamente próximas o suficiente da *nacelle* para que o domínio computacional não seja excessivamente extenso e, assim, computacionalmente mais avultado. Para se verificar se existe interferência das fronteiras no escoamento é calculado o Rácio de Blocação (RB) a partir da Equação 4.1.

$$RB_{ij} = \frac{\text{Área da secção transversal do objeto segundo o plano } ij}{\text{Área do domínio segundo o plano } ij} \times 100 \quad (4.1)$$

O RB para cada um dos três planos principais será calculado no Capítulo 5.2.1, sendo o RB máximo aconselhado de 3 % (Schlichting & Gersten, 2017). É de realçar que caso se pretenda efetuar uma comparação com testes efetuados em túnel de vento, as secções transversais do domínio computacional têm de ser idênticas às do túnel de vento.

### 4.3 Malha

Numa simulação de CFD, a região em estudo é dividida num número elevado de volumes menores designados por células, volumes finitos ou elementos e que cujo conjunto compõe a malha computacional. O processo de divisão do domínio é chamado de discretização do domínio ou geração da malha. As células individuais podem apresentar diversos formatos, tendo cada um as suas vantagens e desvantagens. Para geometrias bidimensionais (2D), as células podem ser triangulares ou quadriláteras (Figura 4.1a) enquanto para geometrias tridimensionais (3D), estas podem ser tetraédricas, hexaédricas, em cunha, piramidais ou poliédricas (Figura 4.1b).

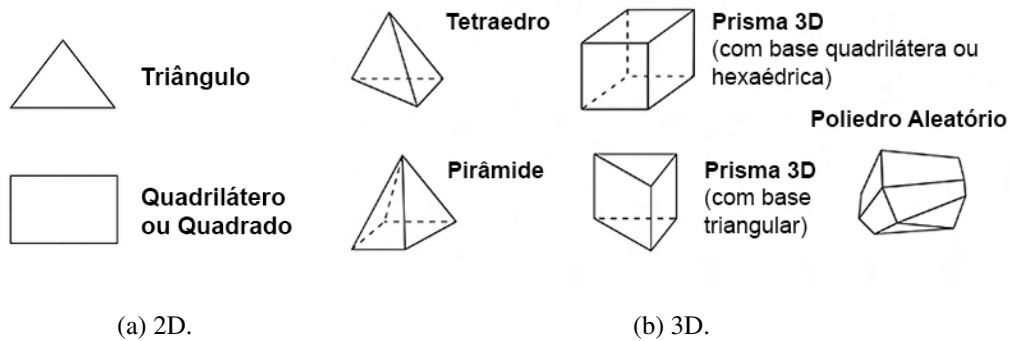


Figura 4.1: Geometrias primitivas.

#### 4.3.1 Tipologias de Malhas

A resolução do sistema de equações que descreve o comportamento dos escoamentos de fluidos pode ser realizada através de procedimentos de discretização que recorrem ao sistema de

coordenadas mais adequado à geometria do problema caso se esteja na presença de uma geometria simples e coincidente com os eixos de coordenadas, como domínios retangulares em coordenadas cartesianas ou cilindros em coordenadas cilíndricas, etc. Contudo, a maioria dos problemas de engenharia envolvem geometrias mais complexas cujos domínios necessitam de ser discretizados a partir das geometrias primitivas apresentadas na Figura 4.1.

A geração da malha a partir destas geometrias pode originar três tipos de malhas distintas: malha estruturada (Figura 4.2a), não estruturada (Figura 4.2b) e mista.

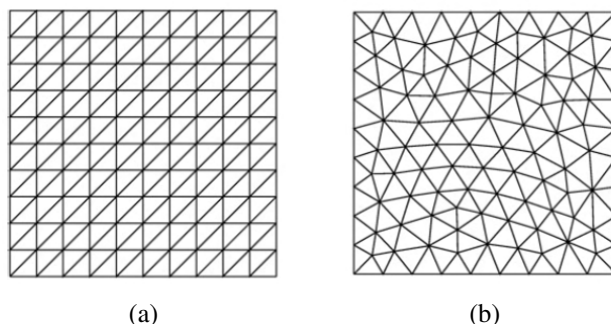


Figura 4.2: Exemplos de uma malha bidimensional (a) estruturada e (b) não estruturada.

Nas malhas estruturadas, contrariamente ao que ocorre nas malhas não estruturadas, os pontos das malhas estão nas intersecções das linhas de coordenadas e os pontos internos da malha têm um número fixo de pontos na vizinhança. Neste tipo de malha, é possível utilizar uma matriz para identificar a localização dos diversos pontos da malha através dos seus índices ( $i,j$  para os casos bidimensionais e  $i,j,k$  para os casos tridimensionais). Esta ligação e arranjo regulares entre as células da malha permite uma maior eficiência computacional em termos de memória utilizada e uma melhor convergência de resultados numa simulação, não contribuindo necessariamente para a obtenção de resultados mais precisos, comparativamente com as malhas não estruturadas.

Em geometrias mais complexas é recorrentemente necessário utilizar uma malha não estruturada, onde cada elemento da malha é um bloco. Este tipo de malha oferece uma flexibilidade geométrica ilimitada, dado que as células podem apresentar qualquer forma, e permite refinar a malha nas regiões onde é mais necessário de modo a utilizar mais eficientemente os recursos computacionais para a simulação de escoamentos complexos.

Contrariamente às malhas estruturadas, a matriz das equações algébricas não tem uma estrutura diagonal regular, o que se traduz num algoritmo de solução mais moroso do que a de uma malha estruturada. Este tipo de malhas é utilizado nos métodos FVM e FEM e a resolução dos problemas pode ser efetuada diretamente no domínio físico, não existindo a necessidade de o transformar em coordenadas.

O tamanho dos elementos da malha é, em parte, determinado pelo nível de detalhe pretendido e pela precisão da solução desejada. Fortes gradientes exigem uma malha muito refinada, e.g., malha mais refinada próxima de uma parede para captar o desenvolvimento da camada limite ou uma malha para calcular escoamentos que necessitam dos gradientes. Devido a isto, é uma prática bastante recorrente iniciar-se um estudo em CFD com uma malha grosseira e refiná-la nas regiões

onde seja necessário, segundo os critérios adequados, de modo a economizar tempo computacional nas fases de configuração e de simulação (malha adaptativa).

### 4.3.2 Qualidade da Malha

Uma boa qualidade das células da malha é fundamental para diminuir os tempos de convergência, para atenuar as imprecisões globais e evitar a divergência de uma simulação, o que se traduziria na impossibilidade de se obter uma solução. A qualidade da malha é avaliada através de diferentes parâmetros, nomeadamente, a assimetria, a qualidade ortogonal e o alongamento das células constituintes da malha.

A precisão dos resultados é influenciada simultaneamente pelo número total de células presentes na malha e pelo tipo de geometria de cada célula. É assim necessário certificar que a malha é refinada o suficiente para captar todas as características do escoamento mas não excessivamente de modo a realizar as simulações num tempo computacional aceitável.

#### 4.3.2.1 Assimetria

A assimetria (ou, em inglês, *skewness*) é um parâmetro adimensional que varia entre 0 (ideal) e 1 (mau) e determina o quão próximo está uma célula de ser ideal i.e. equilátera ou equiangular.

A assimetria baseada num volume equilátero pode ser definida pela Equação 4.2.

$$Skewness = \frac{\text{Tamanho ideal da célula} - \text{Tamanho da célula}}{\text{Tamanho ideal da célula}} \quad (4.2)$$

Onde o tamanho ideal da célula corresponde ao tamanho de uma célula equilátera com o mesmo circuncentro (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013).

A assimetria equiangular normalizada pode ser definida pela Equação 4.3.

$$Skewness = \max \left[ \frac{\theta_{max} - \theta_e}{180 - \theta_e}, \frac{\theta_e - \theta_{min}}{\theta_e} \right] \quad (4.3)$$

Onde  $\theta_{max}$  e  $\theta_{min}$  são, respetivamente, o maior e o menor ângulo interno da célula e  $\theta_e$  é o ângulo de uma célula equilátera de volume equivalente ( $\theta_e = 60^\circ$  para uma célula triangular e  $\theta_e = 90^\circ$  para uma célula quadrada), como se apresenta na Figura 4.3 (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013).

#### 4.3.2.2 Ortogonalidade

A ortogonalidade (em inglês, *orthogonal quality* ou *orthogonality*) é um parâmetro que indica o grau de proximidade entre os ângulos de faces ou arestas de elementos adjacentes e um ângulo considerado ótimo, dependentemente da topologia relevante (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013). Este parâmetro varia entre 0 (mau) e 1 (ideal) e pode ser definido pela Equação 4.4.

$$Orthogonality = \min \left[ \frac{A_i \cdot f_i}{|\vec{A}_i| |\vec{f}_i|}, \frac{A_i \cdot c_i}{|\vec{A}_i| |\vec{c}_i|} \right] \quad (4.4)$$

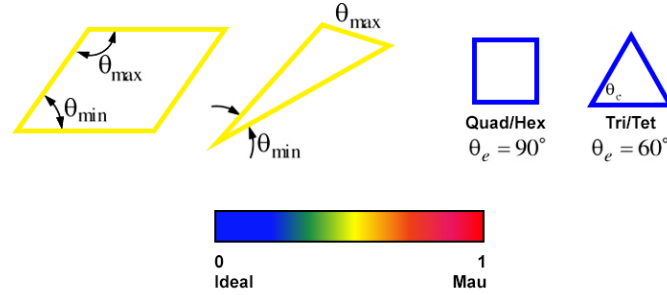


Figura 4.3: Ângulos internos de células e das respectivas células equiláteras e equiangulares de acordo com a assimetria equiangular normalizada e o seu alcance.

Onde  $A_i$  é a área da célula vizinha  $i$ ,  $f_i$  é o vetor com origem no centroide da célula e fim no centro da aresta da célula  $i$  vizinha e  $c_i$  é o vetor com origem no centroide da célula e fim no centroide da célula  $i$ , como se pode observar na Figura 4.4.

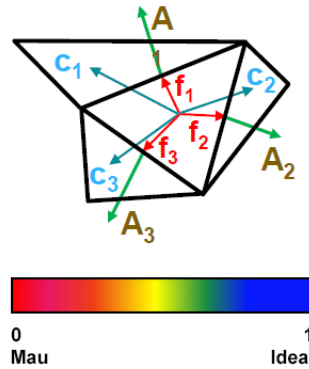


Figura 4.4: Qualidade ortogonal e respetiva gama de valores.

#### 4.3.2.3 Alongamento

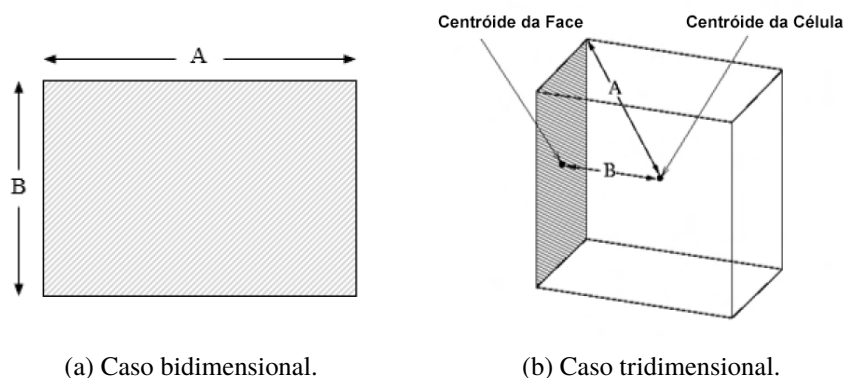
O alongamento (em inglês, *aspect ratio*) de uma célula corresponde à proporção entre o seu lado mais longo e o seu lado mais curto.

$$Aspect\ Ratio = \frac{A}{B} \quad (4.5)$$

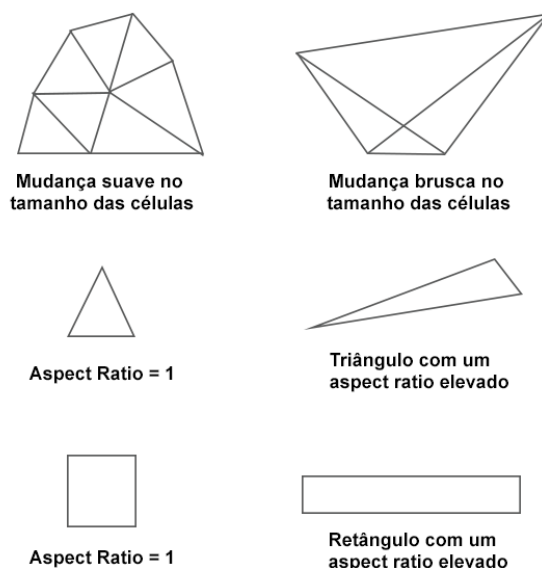
Onde  $A$  e  $B$  são, respetivamente, a maior e a menor distância da célula, como se pode observar nas Figuras 4.5a e 4.5b.

Os resultados serão melhores quanto menor for este parâmetro ( $aspect\ ratio \geq 1$ ) e a um alongamento grande estão normalmente associados erros de interpolação de magnitude inaceitáveis.

Outro aspeto que afeta a qualidade da malha prende-se com o fator de crescimento das células, ou seja, a mudança de tamanho entre células vizinhas, representado na Figura 4.6. Esta deve ser suave de modo a evitar variações bruscas no tamanho das células e, consequentemente, resultados

Figura 4.5: *Aspect ratio*.

incorretos nos nós próximos. Na geração da malha, idealmente, o rácio entre células não deve exceder os 1.2 (Franke et al., 2004).

Figura 4.6: Suavidade da mudança de tamanho das células vizinhas e *aspect ratio*.

As principais fontes de erros associados à qualidade da malha consistem numa malha muito grosseira, elevada assimetria, grandes variações de volume entre células vizinhas, elevados alongamentos das células, erros de interpolação em interfaces não conformes e uma malha inadequada para a camada limite.

### 4.3.3 Tratamento da Malha na Proximidade de Paredes

Os escoamentos são severamente afetados pela presença de paredes, onde os efeitos da viscosidade provocam elevados gradientes de velocidade. De forma a captar estes gradientes, a malha próxima de uma parede necessita de ser suficientemente refinada, como se observa no lado esquerdo da Figura 4.7.

Idealmente, em escoamento turbulentos, a resolução da malha próxima de uma parede deveria ser muito fina para prever com precisão o gradiente de velocidade na camada limite. Contudo, uma malha excessivamente refinada na região próxima de uma parede em geometrias mais complexas tem a agravante de exigir um poder computacional maior e tornar a simulação mais morosa. Para contornar esta problemática, foram criadas as designadas *wall functions* que, essencialmente, modelam o escoamento próximo de uma parede sem necessitar que as células adjacentes à parede sejam excessivamente diminutas, como se demonstra no lado direito da Figura 4.7.

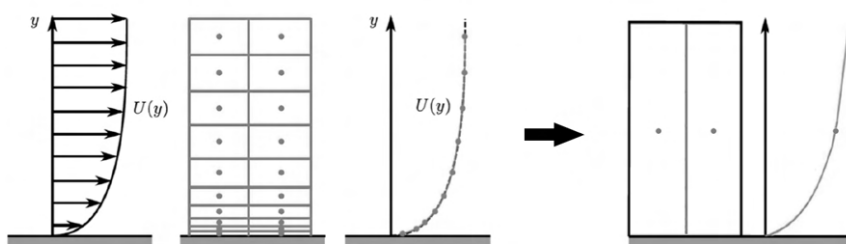


Figura 4.7: Gradiente de velocidades na região próxima de uma parede e esquema simplificado da modelação de um escoamento através das *wall functions*.

A camada limite próxima da parede divide-se em três camadas, como se ilustra na Figura 4.8. A camada mais próxima designa-se por subcamada viscosa (em inglês, *viscous sublayer*), onde os efeitos da viscosidade molecular no escoamento são mais evidentes, as camadas intermédias são designadas por *buffer layer* e por *overlap layer*, e a camada presente na zona exterior é denominada por camada turbulenta (do inglês, *fully-turbulent layer*).

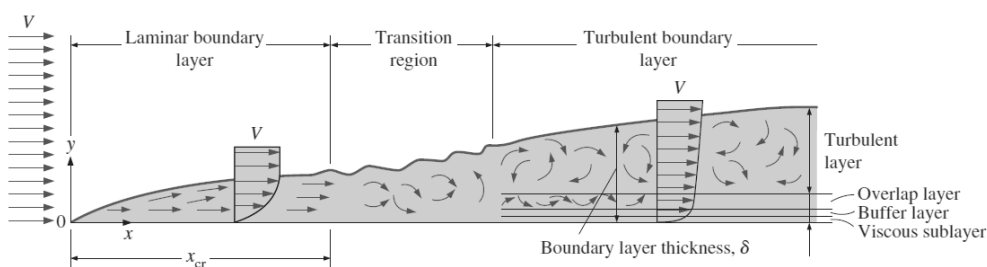


Figura 4.8: Subcamadas da camada limite de um escoamento próximo de uma parede (Cengel & Cimbala, 2014).

#### 4.3.3.1 Lei de Parede

Theodore von Kármán introduziu em 1930 a designada "Lei de Parede", segundo a qual a velocidade adimensional,  $u^+$ , de um escoamento turbulento num determinado ponto próximo de uma parede é proporcional ao logaritmo da sua distância adimensional normal à parede,  $y^+$ , (Schlichting & Gersten, 2017) sendo estas duas variáveis adimensionais definidas pelas Equações 4.6 e 4.7.



$$y^+ = \frac{y_p u_T}{\nu} \quad (4.6)$$

$$u^+ = \frac{u}{u_T} \quad (4.7)$$

Onde  $y_p$  é a distância absoluta do centroide da célula adjacente à parede a esta,  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $u_T$  é a velocidade de referência baseada na tensão de corte (ou velocidade de fricção) próxima da parede (note-se que a velocidade é nula na parede) definida pela Equação 4.8.

$$u_T = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.8)$$

Onde  $\tau_w$  é a tensão de corte na parede e  $\rho$  é a massa volúmica do fluido.

As *wall functions* são funções não lineares empíricas ajustadas ao comportamento observado de um escoamento próximo de uma parede. Na Figura 4.9 apresenta-se um diagrama cuja linha preta a cheio representa a relação entre  $u^+$  e  $y^+$ , de acordo com o comportamento observado em estudos experimentais. As linhas azul e verde a cheio representam os modelos que os códigos CFD utilizam para se ajustarem ao comportamento descrito pelo escoamento na subcamada viscosa e na *log-law region*, respetivamente. Adicionalmente, a linha a roxo representa a *wall function* de Spalding que se adapta ao comportamento descrito pelo escoamento ao longo de toda a gama de  $y^+$  mas que cuja implementação não será efetuada neste estudo por existirem alternativas a esta no *software* em uso.

Importa mencionar que o aumento da altura da rugosidade adimensional de uma superfície resulta num deslocamento vertical descendente da relação  $u^+/y^+$  (Blocken et al., 2007). No entanto, não se analisou detalhadamente esta particularidade uma vez que neste estudo foram consideradas apenas superfícies lisas em todas as superfícies sólidas.

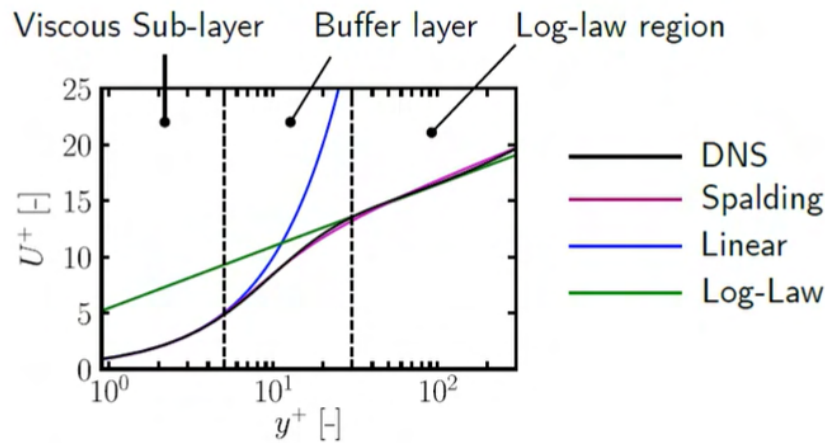


Figura 4.9: Gráfico  $u^+/y^+$  de um escoamento próximo de uma parede e representação das *wall functions* a este ajustadas.

Atentando no gráfico da Figura 4.9, verifica-se que a região de um escoamento perto de uma parede se divide em três camadas:

**Subcamada Viscosa** (*viscous sub-layer*,  $y^+ < 5$ )

Na subcamada viscosa, as características do escoamento assemelham-se ao de um escoamento laminar onde os efeitos viscosos são dominantes e a velocidade do escoamento decresce com a aproximação a uma parede sem escorregamento.

- *Enhanced Wall Function*

Nesta camada a relação entre os parâmetros adimensionais é dada pela Equação 4.9.

$$u^+ = y^+ \quad (4.9)$$

Em escoamentos onde a influência de uma superfície necessita de ser simulada com uma maior precisão (como em simulações de arrasto aerodinâmico ou de desempenho de pás de turbomáquinas), onde possa ocorrer a separação do escoamento, um escoamento de transição, ou em escoamentos com transferência de calor ou onde se prevê o corte por atrito, a condição  $y^+ < 1$  deve ser imposta na primeira célula da malha. Para malhas com geometrias mais complexas e onde é mais complicado impor a condição anterior, é aceitável impor a condição  $y^+ < 5$ .

Uma simulação nesta subcamada é normalmente realizada com modelos de turbulência com um baixo número de Reynolds (e.g.  $k - \omega$ ).

**Região de Transição** (*buffer layer*,  $5 < y^+ < 30$ )

A região de transição situa-se entre uma região cujos efeitos viscosos são dominantes e uma região dominada pelos efeitos da turbulência. Por observação das Figuras 4.9 e 4.10, nota-se que nesta região os modelos da subcamada viscosa e da região logarítmica não se adaptam idealmente aos valores obtidos experimentalmente, pelo que se conclui que uma simulação nesta região não é recomendável pela possibilidade de devolver erros inaceitáveis. Nesta região, as *wall functions* interseam-se em  $y^+ = 11.25$ , sendo a velocidade adimensional definida pela Equação 4.10.

$$u^+ = \begin{cases} y^+, & y^+ < 11.25. \\ \frac{1}{K} \ln(y^+) + B, & y^+ > 11.25. \end{cases} \quad (4.10)$$

Onde  $K$  é a designada constante de Von Kármán ( $K = 0.42$ ) e  $B$  é uma constante de integração ( $B \approx 5.0 - 5.4$ , Blocken et al., 2007).

- *Scalable Wall Function*

Na prática, é recorrente existir uma dificuldade em garantir que o valor de  $y^+$  se situe entre 30 e 300 (i.e. na região logarítmica) na primeira célula da malha junto à parede, podendo esta oscilar entre o interior da subcamada viscosa e o seu exterior, o que resulta em instabilidades numa simulação. A *scalable wall function* garante que a altura adimensional obedeça à condição  $y^+ > 11.25$  independentemente do refinamento da malha junto à parede e nesta gama de valores produz resultados idênticos aos da *standard wall function* na região logarítmica.

**Região Logarítmica** (*log-law region*,  $y^+ > 30$ )

Nesta região, o escoamento é caracterizado por uma turbulência cuja intensidade varia minimamente com a altura  $y$  e a relação entre  $u^+$  e  $y^+$  é estabelecida pela Equação 4.11.

$$u^+ = \frac{1}{K} \ln(y^+) + B \quad (4.11)$$

As *wall functions* nesta região são mais adequadas para a generalidade das aplicações CFD industriais e são normalmente utilizadas com modelos de turbulência para números de Reynolds elevados (e.g.  $k - \varepsilon$  *Standard* e  $k - \varepsilon$  *Realizable*).

- *Standard Wall Function*

A função de parede padrão modela de forma bastante fidedigna o escoamento próximo de paredes para um número de Reynolds elevado e com tensões de corte simples e é válida para  $30 < y^+ < 300$  na célula mais próxima da parede.

- *Non-equilibrium Wall Function*

A função de parede de não equilíbrio tem a capacidade de contabilizar parcialmente os efeitos dos gradientes de pressão e afastar-se do equilíbrio, sendo assim mais adequada do que a função de parede padrão para escoamentos complexos que envolvam separação, recolocação e impacto onde o escoamento e a turbulência estão sujeitos a um gradiente de pressão elevado e com mudanças súbitas. Identicamente à função de parede padrão, é válida para  $30 < y^+ < 300$ .

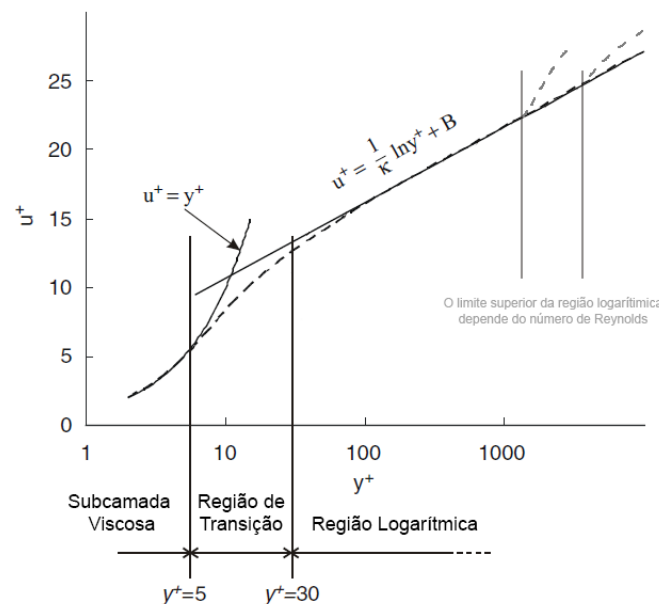


Figura 4.10: Perfil da velocidade adimensional  $u^+$  em função de  $y^+$  segundo a Lei de Parede (adaptado de Blocken et al., 2007).

Inicialmente, na fase da criação da malha, não é possível determinar que valores de  $y^+$  se obterão uma vez que estes variam à medida que a simulação converge. Deste modo, na prática, a escolha da região em que se situa a altura adimensional é realizada de forma automática pelo código CFD de acordo com o problema em questão, sem a necessidade do utilizador do *software* CFD especificar o valor de  $y^+$  antecipadamente.

Apesar de se desconhecerem os valores de  $y^+$  numa fase inicial, é importante evitar que o  $y^+$  se situe na *buffer layer* ( $5 < y^+ < 30$ ) devido às razões apresentadas anteriormente. Consequentemente, a prática recorrente é a de visar o valor de  $y^+ \approx 1$  ou no intervalo  $30 < y^+ < 300$  sempre que possível nas superfícies sólidas onde não se preveja o surgimento de recirculações, dependentemente do estudo em causa e do modelo de turbulência usado.

#### 4.3.3.2 Refinamento da Malha na Região Próxima de uma Parede

Neste subcapítulo é avaliado o quão refinada necessita de ser a malha na região próxima de uma parede para se obter o valor desejado para a distância adimensional normal à parede,  $y^+$ , sem comprometer excessivamente o tempo computacional das simulações a efetuar.

Deste modo, recorre-se tipicamente à função *Inflation* do gerador de malhas e procede-se a uma primeira estimativa da altura das células adjacentes à parede, que se relaciona com a altura do centroide da célula adjacente à parede através da Equação 4.12. Para a gama  $30 < y^+ < 300$ , normalmente impõe-se um número máximo de 10 camadas e uma taxa de crescimento de 1.2 em cada *Inflation*.

$$y_p = \frac{y_H}{2} \quad (4.12)$$

Sendo  $y_H$  a altura do centroide da primeira célula a partir da parede. Esta primeira célula está representada na Figura 4.11.

Atentando na Equação 4.6, verifica-se que  $y_p$  e, consequentemente,  $y_H$  (que é o valor que interessa calcular), dependem do valor de  $u_T$ . Analisando a Equação 4.8, conclui-se que é necessário calcular previamente a tensão de corte na parede,  $\tau_w$ .

Para isto, procede-se a uma primeira estimativa com base no modelo da camada limite numa placa plana, observável na Figura 4.12.

Começa-se por calcular o número de Reynolds,  $Re$ , do escoamento em causa através da Equação 3.5, onde, neste caso,  $L$  é a largura da geometria real da malha em questão. O número de Reynolds é posteriormente introduzido para computar o coeficiente da *skin friction drag*, definido pela Equação 4.13.

$$c_f = [2 \log_{10}(Re) - 6.5]^{-2.3} \quad (4.13)$$

O cálculo deste coeficiente pode ser efetuado com recurso a diversas fórmulas, no entanto, deve-se certificar que a fórmula escolhida se relaciona com a situação da camada limite se encontrar em regime totalmente turbulento. Isto deve-se ao facto de que os modelos de turbulência para as equações RANS existentes nos *softwares* CFD assumem que o escoamento se encontra no

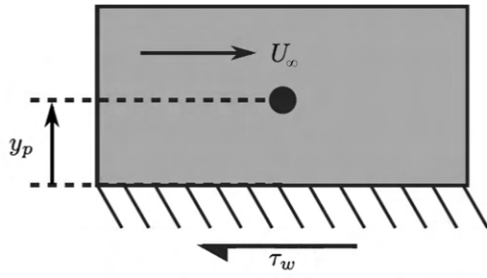


Figura 4.11: Representação gráfica da célula adjacente a uma parede e do seu centroide, do vetor velocidade do escoamento,  $U_\infty$ , e do vetor da tensão de corte na parede,  $\tau_w$ .

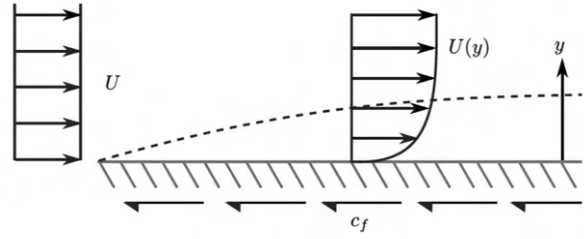


Figura 4.12: Modelo da camada limite numa placa plana e representação do vetor da *skin friction drag*.

mesmo regime. Em última instância, a fórmula escolhida serve apenas para se efetuar uma primeira estimativa, pelo que a sua escolha exata não importa.

O coeficiente da *skin friction drag* permite calcular a tensão de corte na parede através da Equação 4.14.

$$\tau_w = \left( \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \right) c_f \quad (4.14)$$

Implementando este valor na Equação 4.8, obtém-se o valor da velocidade de fricção,  $u_T$ . Rearranjando a Equação 4.6 e introduzindo nesta o valor de  $u_T$ , pode-se determinar o valor de  $y_p$ , que ao introduzir na Equação 4.12 permite determinar a altura da primeira célula, representada na Figura 4.13.

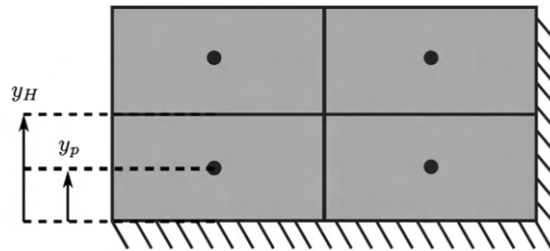


Figura 4.13: Representação das células adjacentes a uma parede e demarcação da altura,  $y_H$ , da primeira célula e da altura do seu centroide,  $y_p$ .

De salientar que esta é uma primeira estimativa para o quão reduzida a primeira célula necessita de ser. Neste ponto da situação, em que a malha inicial já está definida, pode-se proceder à realização das simulações e, posteriormente, à análise dos resultados dos valores de  $y^+$  ao longo da(s) parede(s) existentes no domínio em estudo. De realçar que os valores de  $y^+$  variam ao longo da(s) superfície(s), pelo que será dada prioridade às regiões mais importantes do estudo. Se os valores de  $y^+$  forem excessivamente elevados, é necessário refinar mais a malha na região próxima da(s) parede(s), ou vice-versa, e repetir a fase anterior. Este é um processo iterativo até se obter os valores de  $y^+$  pretendidos.

## 4.4 Condições de Fronteira

Um dos processos mais importantes em simulações CFD é a definição das designadas condições de fronteira (em inglês, *boundary conditions* - BC). Estas consistem num conjunto de restrições impostas nas regiões limítrofes de um domínio computacional ao nível das propriedades do escoamento ou das fronteiras físicas do domínio e podem assumir tipologias diferentes, dependendo da região e do problema em causa.

Alguns dos principais tipos de condições de fronteira são: condições de velocidade de entrada (*velocity-inlet BC*), de pressão de entrada (*pressure-inlet BC*) e de saída (*pressure-outlet BC*), de parede (*wall BC*), de caudal mássico de entrada (*mass-flow-inlet BC*) e de saída (*mass-flow-outlet BC*), de simetria (*symmetry BC*), *interface BC*, *outflow BC*, *overset BC*, *pressure-far-field BC*, entre outras.

No presente estudo, recorrer-se-á às condições *velocity-inlet*, *pressure-outlet* e *wall*, e as suas definições serão mais detalhadamente abordadas no Capítulo 5.3.1.

Nas condições de fronteira *velocity-inlet* é definida a entrada do escoamento através da definição da direção do escoamento, da sua velocidade e da pressão manométrica inicial (0 Pa, neste caso), juntamente com a intensidade da turbulência e a viscosidade turbulenta.

A saída do escoamento é definida nas condições de fronteira *pressure-outlet* que extrapolam, para escoamentos incompressíveis, as propriedades do escoamento do interior do domínio para a fronteira de saída, necessitando apenas de se especificar a intensidade da turbulência e a viscosidade turbulenta (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013).

Em regiões do domínio onde existam superfícies físicas sólidas ou fronteiras de zonas de fluido são definidas as condições de fronteira do tipo *wall*, podendo estas serem do tipo *stationary wall* (parede estática) ou do tipo *moving wall* (parede em movimento). Pode definir-se uma *slip wall* ou especificar uma tensão de corte desejada e selecionar o tipo de rugosidade da parede, entre inúmeros outros parâmetros.

Nas regiões fronteiriças do domínio que simulam a interação com a atmosfera, define-se uma condição de fronteira do tipo *wall* com uma tensão de corte nula e, uma vez que estas se encontram afastadas o suficiente da região em estudo (Capítulo 5.2), não influenciam os resultados das simulações numéricas nas regiões de interesse. Optou-se por não utilizar uma *pressure-far-field BC* nas regiões fronteiriças pois esta condição só é utilizada em escoamentos compressíveis e com fluidos que se regem pelas leis de um gás ideal.

Não se recorreu às *mass-flow-inlet BC*, *mass-flow-outlet BC* e *pressure-inlet BC* nos planos do escoamento cruzado e da entrada de ar do motor de modo a simplificar a definição das velocidades dos escoamentos nestas regiões (Capítulo 5.3.1), nem às *intake-fan BC*, *outflow BC*, *overset BC* e *symmetry BC* por não se adequarem ao problema em estudo.

## 4.5 Modelos de Turbulência

A turbulência, como se mencionou no Capítulo 3.2, é um fenómeno inconstante e difícil de ser representado fielmente na sua totalidade em todos os instantes num escoamento em simulações

CFD. Para contornar este aspeto, foram concebidos diversos modelos de turbulência que se baseiam na média e nas flutuações turbulentas dos campos do escoamento ao longo do tempo para simular os efeitos turbulentos num escoamento, sendo os três tipos de modelos principais os seguintes:

- DNS (*Direct Numerical Simulation*): todas as escalas de comprimento de turbulência são diretamente calculadas;
- LES (*Large Eddy Simulation*): os vórtices de larga escala são calculados e as movimentações menores do fluido são representadas através de uma modelação de menor escala (*sub-grid-scale*);
- RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*): modelos de turbulência estatisticamente baseados na resolução das equações médias de Navier-Stokes.

As flutuações dos parâmetros de um escoamento turbulento são tecnicamente possíveis de serem calculadas através da simulação numérica direta (DNS), contudo a sua aplicação é atualmente impraticável para elevados números de Reynolds pela inexistência de uma capacidade computacional adequada para resolver direta e exclusivamente as equações de Navier-Stokes ao longo de um domínio computacional (Revuz, 2011), dado que este método exige uma malha extremamente refinada e com intervalos de tempo muito diminutos, sendo o seu custo computacional proporcional a  $Re_t^3$ , sendo  $Re_t$  o número de Reynolds turbulento.

Numa primeira instância, os primeiros modelos de turbulência a serem desenvolvidos, de duas equações, permitiam exclusivamente a simulação de escoamentos estacionários, dadas as limitações computacionais daquela época. Com o desenvolvimento das capacidades computacionais e das investigações realizadas no âmbito da modelação da turbulência em escoamentos, surgiram novos modelos mais complexos, com mais do que duas equações e mais exigentes do ponto de vista computacional, que passaram a permitir a resolução da maioria dos casos de turbulência em regime transiente. Destes modelos, o mais notável é o modelo LES, cada vez mais utilizado para fins de investigação e que tira partido do método DNS para simular os turbilhões de maiores dimensões (*large eddies*), capazes de acumular energia ao transportar e conservar as propriedades do sistema, e resolvendo por meio de aproximações os turbilhões menores.

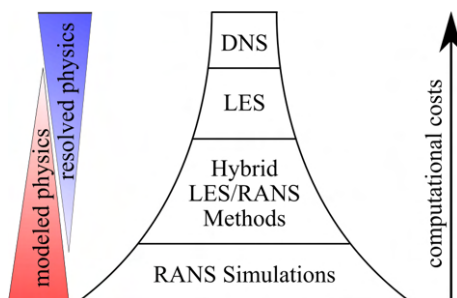


Figura 4.14: Comparação entre os níveis de modelação e resolução das propriedades do escoamento dos métodos RANS, LES e DNS e respectivas exigências computacionais (Xiao & Cinnella, 2019).

Em termos de custo computacional, o modelo LES situa-se entre os modelos DNS e RANS (Figura 4.14). Apesar deste modelo exigir uma malha menos refinada e *time-steps* maiores comparativamente com o método DNS, não permite captar idealmente a camada limite perto de uma parede. É um modelo que exige uma malha mais refinada e as suas simulações são mais morosas do que os modelos RANS para obter estatísticas estáveis das características do escoamento em estudo. Isto traduz-se numa maior exigência computacional a nível de RAM e CPU e na obrigatoriedade de recorrer ao *parallel computing* nos *softwares* CFD na maioria das aplicações industriais, exigindo assim computadores de alto desempenho.

O modelo DES é um modelo de turbulência híbrido que combina o modelo URANS (*Unsteady RANS*) para simular a região da camada limite próxima de uma parede com o modelo LES para simular o escoamento nas restantes regiões do domínio, o que permite colmatar as deficiências do modelo LES e, assim, ser aplicado em domínios delimitados por paredes e em escoamentos com elevados números de Reynolds.

Devido ao facto de os modelos LES e DES requererem uma elevada utilização de recursos computacionais, para a maioria dos casos de estudo práticos os modelos de duas equações continuam a ser vastamente utilizados, sobretudo no ramo industrial, devido à sua robustez, simplicidade e baixa exigência computacional. Neste contexto, basear-nos-emos unicamente nos modelos RANS, de duas equações de transporte.

#### 4.5.1 Modelos de Turbulência RANS

A simulação de escoamentos turbulentos com recurso às equações RANS é realizada com o auxílio de modelos de turbulência que descrevem as tensões viscosas e os termos de transporte escalar, permitindo assim traçar o sistema de equações que descreve o escoamento (Versteeg & Malalasekera, 2007). Os modelos de turbulência RANS disponíveis no ANSYS Fluent podem ser classificados de acordo com o número de equações adicionadas ao sistema de equações RANS, como se apresenta na Tabela 4.1, sendo o custo computacional de cada modelo crescente no sentido descendente desta tabela.

Tabela 4.1: Classificação dos modelos de turbulência disponíveis no ANSYS Fluent segundo o número de equações para além das equações RANS.

Nº de equações adicionais	Modelo de turbulência
1	Modelo Spalart-Allmaras
2	Modelo $k - \varepsilon$ Standard
	Modelo $k - \varepsilon$ Realizable
	Modelo $k - \varepsilon$ RNG
	Modelo $k - \omega$ Standard
	Modelo $k - \omega$ SST
3	Modelo <i>Transition</i> $k - kl - \omega$
4	Modelo <i>Transition</i> SST
7	Modelo Reynolds <i>Stress</i>

De entre os modelos de turbulência disponíveis no ANSYS Fluent, descartaram-se os modelos



invíscido e laminar, devido ao facto de os escoamentos em estudo serem turbulentos e onde os efeitos viscosos não são desprezáveis, e os modelos *Transition k-kl- $\omega$* , *Transition SST* e *Reynolds Stress* devido ao avultado custo computacional por iteração característico destes.

De entre os modelos RANS disponíveis, optou-se por não recorrer ao modelo Spalart-Allmaras por este ser mais apropriado para escoamentos com ligeiras separações como escoamentos transónicos ou supersónicos e escoamentos internos limitados por paredes. Não se optou igualmente pelo modelo *k- $\epsilon$  RNG* por este devolver resultados similares aos do modelo *k- $\epsilon$  Realizable* mas menos precisos e com uma maior dificuldade em atingir a convergência da solução.

Deste modo, recorreu-se exclusivamente aos modelos *k- $\epsilon$  Realizable* e *k- $\omega$  SST*, descritos nos Capítulos 4.5.1.1 e 4.5.1.2, respetivamente, por permitirem um melhor equilíbrio entre a precisão dos resultados a obter e o custo computacional requerido por estes.

#### 4.5.1.1 Modelo *k- $\epsilon$*

O modelo *k- $\epsilon$*  é dos modelos de turbulência mais utilizados em simulações de CFD e recorre a duas equações de transporte para representar as propriedades turbulentas do escoamento, uma para a energia cinética turbulenta, *k*, e outra para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta,  $\epsilon$ . A primeira variável determina a energia na turbulência enquanto a segunda determina a dimensão desta e, na implementação dos modelos *k- $\epsilon$*  existentes, é assumido que o escoamento é totalmente turbulento, desprezando-se os efeitos da viscosidade molecular.

Apesar de modelar os efeitos da convecção e da difusão da energia turbulenta (Wilcox, 2006), este modelo devolve resultados pouco precisos na presença de gradientes de pressão elevados fora da camada limite (Bardina et al., 1997), em escoamentos internos ou próximos de uma parede.

O modelo *k- $\epsilon$  Standard* é uma versão do modelo anterior amplamente utilizado em CFD industrial devido à sua versatilidade, robustez, economia de custos e precisão razoável para uma ampla gama de escoamentos turbulentos. No entanto, a sua insensibilidade em captar gradientes de pressão adversos e a separação da camada limite resulta em simulações pouco fidedignas para escoamentos que se separam de superfícies lisas (ex.: corpos aerodinâmicos, difusores, etc.). Deste modo, este modelo não é o mais indicado para estudos aerodinâmicos externos, pelo que a escolha do modelo *k- $\epsilon$  Realizable* ou de outra variante dos modelos *k- $\epsilon$* , juntamente com uma *Enhanced Wall Treatment*, se revela mais acertada (ANSYS Fluent Theory Guide, 2013).

#### Modelo *k- $\epsilon$ Realizable*

O modelo *k- $\epsilon$  Realizable* consiste num modelo que relaciona a viscosidade turbulenta,  $\mu_t$ , e as *length scales*, *l*, dois parâmetros que caracterizam a turbulência (Capítulo 3.2), com as variáveis *k* e  $\epsilon$  (Launder & Sharma, 1974) através das equações de transporte definidas pelas Equações 4.15 e 4.16, respetivamente, e pelas Equações 4.21 e 4.22. Deriva do modelo *Standard* e difere deste na forma de calcular a viscosidade turbulenta e na equação de transporte para  $\epsilon$ , que deriva de uma equação exata.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon - Y_M + S_k \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon\bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (4.16)$$

Onde  $G_k$  representa a geração de energia cinética turbulenta devido aos gradientes de velocidade média,  $G_b$  consiste na geração de energia cinética turbulenta devido aos efeitos de flutuabilidade,  $Y_M$  representa a contribuição da dilatação flutuante na turbulência compressível para a taxa de dissipação geral,  $C_2$ ,  $C_{1\varepsilon}$  e  $C_{3\varepsilon}$  são constantes e  $\sigma_k$  e  $\sigma_\varepsilon$  são os designados *effective turbulent Prandtl numbers* para  $k$  e  $\varepsilon$ , respetivamente. Por fim,  $S_k$  e  $S_\varepsilon$  são termos fonte que são definidos pelo utilizador (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013) e  $C_1$  é definido por:

$$C_1 = \max \left[ 0.43; \frac{\eta}{\eta+5} \right], \quad \eta = S \frac{k}{\varepsilon}$$

Onde  $S$  é o módulo do tensor médio de deformação, definido pela Equação 4.17:

$$S \equiv \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (4.17)$$

$G_k$  e  $G_b$  são dados pelas Equações 4.18 e 4.19, respetivamente:

$$G_k = \mu_t S^2 \quad (4.18) \quad G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (4.19)$$

Onde  $g_i$  é a componente do vetor da força gravitacional na direção  $i$ ,  $Pr_t$  é o número de turbulência de Prandtl para a energia (o seu valor predefinido para este modelo é  $Pr_t = 0.85$ ) e  $\beta$  é o coeficiente de expansão térmica definido pela Equação 4.20:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (4.20)$$

Uma explicação mais detalhada de como calcular as variáveis anteriormente definidas pode ser encontrada no manual teórico *ANSYS Fluent Theory Guide* (2013). Os valores dos coeficientes ajustáveis  $C_{1\varepsilon}$  e  $C_2$  ( $C_{3\varepsilon}$  depende da literatura consultada e é empregue juntamente com o termo  $G_b$ ), de  $\sigma_k$  e de  $\sigma_\varepsilon$  foram obtidos através de ajustes de diversos dados experimentais que abrangem uma ampla gama de escoamentos turbulentos (Versteeg & Malalasekera, 2007) e são os seguintes:

$$\sigma_k = 1.00 \quad \sigma_\varepsilon = 1.20 \quad C_{1\varepsilon} = 1.44 \quad C_2 = 1.90$$

Após a resolução das equações de transporte anteriores,  $\mu_t$  e  $l$  podem ser definidos em função de  $k$  e  $\varepsilon$ , como se observa nas Equações 4.21 e 4.22, respetivamente:

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \quad (4.21) \quad l = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (4.22)$$

Onde  $C_\mu$  é definido pela Equação 4.23.

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (4.23)$$

Em que  $A_0$ ,  $A_s$  e  $U^*$  são variáveis cuja definição não será aqui abordada dada a sua complexidade mas que estão disponíveis na literatura, nomeadamente no manual teórico *ANSYS Fluent Theory Guide* (2013). De acordo com este manual,  $C_\mu$  é uma função da taxa de deformação e rotação, da velocidade angular e dos campos de turbulência ( $k$  e  $\varepsilon$ ), o que atribui ao modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable* uma melhor capacidade em simular escoamentos complexos que envolvam rotação ou turbilhões, vórtices, escoamentos de transição ou que contenham camadas limites dentro de grandes gradientes de pressão, separação e recirculação.

Este modelo foi amplamente validado para uma vasta gama de escoamentos, incluindo escoamentos livres, jatos, camadas de mistura, camadas limite e separação de escoamentos. Em todos estes casos, o desempenho do modelo foi considerado como sendo substancialmente melhor do que o modelo *Standard* (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013).

#### 4.5.1.2 Modelo $k - \omega$

O modelo  $k - \omega$  de Wilcox (2006), à semelhança dos modelos  $k - \varepsilon$ , recorre a duas equações de transporte para resolver as equações RANS e assim simular o comportamento turbulento de um escoamento. A variável que este modelo introduz para além de  $k$ , já definida, é a taxa de dissipação específica,  $\omega$ , que consiste na razão entre  $\varepsilon$  e  $k$  ( $\omega = \varepsilon/k$ ).

Apesar das diversas aplicações que este modelo apresenta e das modificações que estiveram na sua origem, é recomendável não recorrer ao modelo  $k - \omega$  para escoamentos com um número de Reynolds reduzido e optar por um dos modelos mais sofisticados e mais amplamente calibrados para um regime de transição laminar-turbulento (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013).

O modelo  $k - \omega$  *Standard* baseia-se no modelo  $k - \omega$  e foi modificado de modo a captar os efeitos de um número de Reynolds reduzido, da compressibilidade e da dispersão dos efeitos viscosos num escoamento próximo de uma parede e adequa-se igualmente a escoamentos com camadas limite complexas com gradientes de pressão adversos e onde ocorre separação. Um inconveniente deste modelo reside na sensibilidade das suas soluções para valores de  $k$  e  $\omega$  na região de escoamento livre, tendo-se descartado o modelo *Standard* em favor do modelo SST por este fornecer uma previsão precisa do início e do tamanho dos gradientes de separação do escoamento.

#### Modelo SST $k - \omega$

O modelo *Shear-Stress Transport* (STT)  $k - \omega$  é um modelo que foi introduzido por Menter (1994) com o intuito de combinar eficientemente a formulação do modelo  $k - \omega$  *Standard* na região viscosa perto de uma parede com a independência em relação ao escoamento livre do modelo  $k - \varepsilon$  no restante domínio. Assim, o modelo SST difere do modelo *Standard* ao implementar uma mudança gradual entre o modelo  $k - \omega$  *Standard* no interior da camada limite e uma versão otimizada para um número de Reynolds elevado do modelo  $k - \varepsilon$  no exterior da camada limite e também por ter em consideração os efeitos de transporte da principal tensão de corte ao modificar a formulação da viscosidade turbulenta.

As equações de transporte para  $k$  e  $\omega$  são definidas, respetivamente, pelas Equações 4.24 e 4.25:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \bar{u}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (4.25)$$

Onde  $\Gamma_k$  e  $\Gamma_\omega$  representam a difusividade de  $k$  e  $\omega$ , respetivamente.  $Y_k$  e  $Y_\omega$  representam, respetivamente, a dissipação de  $k$  e  $\omega$  devido à turbulência. O cálculo das variáveis anteriores é descrito pormenorizadamente no manual teórico *ANSYS Fluent Theory Guide* (2013).  $G_\omega$  é a geração de  $\omega$  e  $S_\omega$  é um termo fonte definido pelo utilizador.  $D_\omega$ , designado por *cross-diffusion term*, é o termo que permite combinar simultaneamente os modelos  $k - \omega$  *Standard* e  $k - \varepsilon$ .

A viscosidade turbulenta,  $\mu_t$ , utilizada para calcular as difusividades  $\Gamma_k$  e  $\Gamma_\omega$  é definida como sendo uma relação entre  $k$  e  $\omega$  pela Equação 4.26.

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left( \frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{\alpha_1 \omega} \right)} \quad (4.26)$$

Onde  $S$  é a magnitude da taxa de deformação,  $\alpha^*$  é um coeficiente de correção para números de Reynolds reduzidos que amortece a viscosidade turbulenta e  $F_2$  é uma função que conjuntamente com  $F_1$  (cuja formulação não é aqui mencionada) ativa ou desativa gradualmente os modelos  $k - \omega$  *Standard* e  $k - \varepsilon$  de acordo com a zona do escoamento. As definições destas variáveis encontram-se presentes no manual teórico *ANSYS Fluent Theory Guide* (2013).

## 4.6 Algoritmos de Solução

Posteriormente à geração da malha e à parametrização da simulação a efetuar, os *softwares* CFD procedem à discretização espacial das equações de Navier-Stokes, anteriormente apresentadas e, com recurso aos seus códigos, resolvem-nas ao longo de todo o domínio computacional por meio dos métodos FDM, FVM ou FEM, anteriormente referidos no Capítulo 4.1. O recurso a estes métodos é impingido pela impraticabilidade de resolver analiticamente as equações RANS.

O *software* utilizado neste caso de estudo - ANSYS Fluent - recorre ao Método dos Volumes Finitos (FVM) de Green-Gauss com uma formulação centrada em cada célula da malha (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013), onde cada célula constitui um volume de controlo, e que cujo funcionamento decorre nas seguintes etapas:

1. Divisão do domínio computacional em múltiplos volumes de controlo discretos através da geração de uma malha computacional.
2. Integração das equações governantes de conservação de massa e de movimento e, se aplicável, de turbulência e de energia, para cada volume individual de modo a construir as equações algébricas para as variáveis discretas dependentes (desconhecidas) tais como a velocidade, pressão, temperatura, e escalares armazenados, com o intuito de possibilitar a sua resolução numérica.

3. Linearização das equações discretizadas e resolução do sistema de equações lineares resultante para obter os valores das variáveis dependentes.

A 1ª etapa consiste na definição de volumes de controlo discretos em todo o domínio computacional como o que se representa na Figura 4.15 a título exemplificativo.

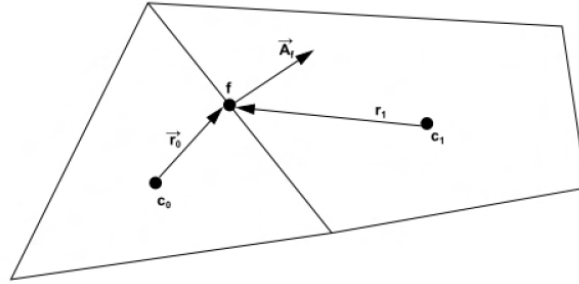


Figura 4.15: Volume de controlo representativo do processo de discretização de uma equação de transporte escalar (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013).

A 2ª etapa consiste na discretização das equações governantes, onde o ANSYS Fluent converte cada equação de transporte escalar numa equação algébrica que pode ser resolvida numericamente. Sucintamente, e de modo elucidativo, consiste em integrar a equação de transporte de uma quantidade escalar aleatória  $\phi$  sobre um volume de controlo arbitrário  $V$ , como se define na Equação 4.27.

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV \quad (4.27)$$

Onde  $\rho$  é a massa volúmica do fluido,  $\vec{v}$  é o vetor de velocidade,  $\vec{A}$  é o vetor da área de superfície do volume de controlo,  $\Gamma_\phi$  é o coeficiente de difusão da variável  $\phi$ ,  $\nabla \phi$  é o gradiente de  $\phi$  e  $S_\phi$  é o termo fonte de  $\phi$  por unidade de volume.

Na 3ª etapa, são resolvidas as equações de cada variável, cujas formas são idênticas à da Equação 4.27, em cada volume de controlo ou célula da malha computacional, permitindo assim a construção de uma matriz com as variáveis para todos os elementos da malha, podendo esta ser multidimensional, não estruturada e constituída por células poliédricas arbitrárias.

Este processo de resolução da forma integral das equações de Navier-Stokes é realizado por dois algoritmos de solução distintos: o algoritmo baseado na pressão (*Pressure-Based Solver*), para escoamentos incompressíveis de baixas velocidades, e o algoritmo baseado na massa volúmica (*Density-Based Solver*), para escoamentos de altas velocidades e compressíveis (onde existe uma variação da massa volúmica do fluido) (*ANSYS Fluent Theory Guide*, 2013).

Uma vez que o presente caso de estudo é o de um escoamento incompressível, focar-se-á unicamente no *Pressure-Based Solver*.

#### 4.6.1 Algoritmo de Solução baseado na Pressão (*Pressure-Based Solver*)

Este método de discretização consiste num método de projeção em que a restrição de conservação de massa (continuidade) do campo de velocidades é assegurada através da resolução de uma

equação de pressão que é derivada das equações da continuidade e do movimento, de forma que o campo de velocidades, corrigido pela pressão, satisfaça a continuidade.

Uma vez que as equações governantes são não lineares e acopladas umas às outras, a matriz de equações anteriormente mencionada é resolvida pelo *pressure-based solver* de forma iterativa até a solução convergir (i.e. até se atingir o valor do erro residual estabelecido pelo utilizador no *software* CFD) por meio de um dos seguintes algoritmos: o acoplado (do inglês, *coupled*) ou o segregado (do inglês, *segregated*).

No modelo segregado, as equações governantes são resolvidas segregadamente (ou sequencialmente). Dado estas se tratarem de equações não-lineares e acopladas, a sua resolução é iterativa de modo a atingir a convergência da solução.

O modelo acoplado resolve simultaneamente as equações acopladas de um sistema que engloba as equações de movimento e as equações da continuidade para a pressão, sendo as restantes equações resolvidas desacopladamente, permitindo uma convergência da solução significativamente mais célere do que no modelo segregado mas com recurso a 1.5-2 vezes mais memória computacional (mais adequado para escoamentos simples e estacionários).

O acoplamento pressão-velocidade (do inglês, *pressure-velocity coupling*) é garantido ao usar uma equação para derivar uma condição adicional da pressão, reformatando a equação da continuidade. Este processo é devidamente explicado no manual teórico *ANSYS Fluent Theory Guide* (2013) e não será aqui abordado pormenorizadamente devido à sua extensão. O ANSYS Fluent apresenta quatro algoritmos de acoplamento pressão-velocidade: o *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations* (SIMPLE), o *SIMPLE-Consistent* (SIMPLEC) e o *Pressure Implicit with Splitting of Operators* (PISO), que utilizam o algoritmo segregado baseado na pressão, e o *Coupled*, que utiliza o algoritmo acoplado baseado na pressão.

Em escoamentos no regime estacionário, tipicamente recorre-se ao algoritmo SIMPLE, que calcula iterativamente os valores da pressão e da velocidade nos volumes de controlo recorrendo à conservação da massa para obter um campo de pressão, ou ao algoritmo SIMPLEC, uma versão modificada com um fator de relaxamento superior, o que permite uma convergência mais rápida. O algoritmo PISO é semelhante aos anteriores mas dotado de um passo extra com um fator corretivo otimizado para escoamentos transientes e com elevados *time steps*.

No presente estudo será usado apenas o algoritmo SIMPLE, como será abordado no Capítulo 5.3.4, descartando-se assim os restantes algoritmos.

#### 4.6.2 Discretização Espacial

O ANSYS Fluent armazena valores discretos da variável escalar  $\phi$  nos centros das células da malha computacional (representados por  $c_0$  e  $c_1$  na Figura 4.15). No entanto, os valores nas faces de cada volume de controlo,  $\phi_f$ , são requeridos pelos termos de convecção da Equação 4.27, devendo estes ser interpolados a partir dos valores nos centros das células através de um esquema *upwind*.

Neste esquema, os valores de  $\phi_f$  são derivados de quantidades na célula a montante (do inglês, *upwind*) relativamente à direção da velocidade normal,  $v_n$ . No ANSYS Fluent existem três tipos

de esquemas desta tipologia, de acordo com a sua precisão: *first-order accuracy*, *second-order accuracy* e a *Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinetics* (QUICK).

O método de precisão de primeira ordem (do inglês, *first-order accuracy*) tem o menor tempo de convergência e assume que os valores de qualquer variável de campo no centro da célula representam um valor médio e constante de toda a célula, sendo o valor da face  $\phi_f$  definido como sendo igual ao valor de  $\phi$  no centro da célula a montante da face.

Para a obtenção de resultados finais com uma precisão superior, normalmente recorre-se ao método de precisão de segunda ordem (do inglês, *second-order accuracy*) que utiliza uma expansão em série de Taylor para determinar o valor de  $\phi_f$ , de acordo com a Equação 4.28.

$$\phi_f = \phi + \nabla \phi \cdot \vec{r} \quad (4.28)$$

Onde  $\vec{r}$  é o vetor com origem no centro do volume de controlo e fim no centro do volume de controlo adjacente.

Contudo, para escoamentos que contenham elevados turbilhões, o método QUICK é tipicamente o método de discretização mais adequado de entre os esquemas apresentados. Baseia-se numa interpolação polinomial em três nós consecutivos da malha, constituídos por dois nós adjacentes à face e a montante. Atendendo na Figura 4.16, se o escoamento apresentar o sentido da esquerda para a direita, o valor de  $\phi$  na face  $e$ ,  $\phi_e$ , é dado pela Equação 4.29.

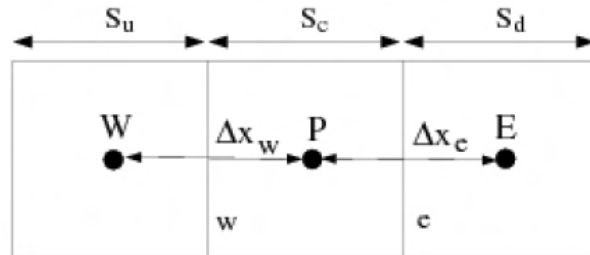


Figura 4.16: Representação de três nós consecutivos e respetivos volumes de controlo unidimensionais (ANSYS Fluent Theory Guide, 2013).

$$\phi_e = \left( \frac{S_d}{S_c + S_d} \phi_P + \frac{S_c}{S_c + S_d} \phi_E \right) + (1 - \theta) \left[ \frac{S_u + 2S_c}{S_u + S_c} \phi_P - \frac{S_c}{S_u + S_c} \phi_W \right] \quad (4.29)$$

Na Equação 4.29,  $\theta = 1$  resulta numa interpolação central de segunda ordem e  $\theta = 0$  dá origem a um valor *upwind* de segunda ordem. O ANSYS Fluent implementa este esquema com um valor de  $\theta$  variável e dependente da solução de modo a evitar a introdução de extremos de solução.

O esquema QUICK é implementado mais adequadamente em malhas estruturadas e alinhadas com a direção do escoamento, embora também seja utilizado em malhas não estruturadas e mistas, recorrendo nestes casos à discretização de *second-order upwind* nas faces de células não hexaédricas em malhas 3D.

Dado o presente estudo incidir em escoamentos com turbilhões, será utilizado o esquema QUICK na totalidade das simulações devido às razões anteriores e por ser um método bastante referido na literatura (Manquinho, 2017).





## Capítulo 5

# Casos de Estudo

### 5.1 Introdução

Neste capítulo são descritos os detalhes da parametrização da análise CFD dos casos de estudo considerados. São apresentadas e justificadas as escolhas tomadas ao nível da conceção da geometria adequada das *nacelles* dos motores, da geração das malhas para os domínios computacionais tridimensionais utilizados, dos modelos de turbulência utilizados nas simulações, das condições de fronteira definidas para este problema e dos algoritmos de solução a que se recorreu.

Pretendeu-se estudar a influência da variação das razões  $h/D_i$  e  $U_i/U_\infty$  na formação de vórtices de solo, pelo que foram considerados dois modelos de motores atualmente em uso na indústria aeronáutica, o IAE V2500 e o PW 1100G, e definidas as razões  $h/D_i$  com base nas aplicações destes motores em aeronaves existentes, de modo a evitar a consideração de razões  $h/D_i$  totalmente aleatórias (Figura 5.1).

Numa primeira instância, selecionou-se um modelo de motor, fixando assim o diâmetro do motor,  $D_i$ , e a altura do eixo axial do motor ao solo,  $h$ , e fez-se variar a velocidade do ar à entrada do motor,  $U_i$  (de modo a simular o aumento de potência de um motor próximo do solo). Em todas as simulações, a velocidade do escoamento cruzado de ar permaneceu constante ( $U_\infty = 2.2$  m/s) dado que ao variar apenas a velocidade do ar à entrada do motor, a razão  $U_i/U_\infty$  também varia.

Posteriormente, procedeu-se a uma parametrização idêntica para um motor distinto (com um diâmetro  $D_i$  e uma geometria diferentes) à mesma altura  $h$  e, subsequentemente, fez-se variar a altura do eixo do motor ao solo. Deste modo, foi possível realizar diferentes simulações com os mesmos modelos de turbulência, condições de fronteira e algoritmos de solução para razões  $h/D_i$  e  $U_i/U_\infty$  distintas.

De notar que as mudanças de motor e as variações da altura  $h$  no domínio implicaram a criação de novas malhas e a realização dos respetivos estudos de sensibilidade da malha. Estes estudos serviram para determinar o número mínimo de elementos a utilizar sem comprometer a precisão dos resultados, evitando assim uma sobrecarga a nível computacional decorrentes da utilização de uma malha excessivamente refinada. Por conseguinte, a variação das razões  $h/D_i$  traduz-se num processo significativamente moroso, motivo pelo qual se cingiu à criação de três malhas computacionais distintas com o intuito de variar a altura adimensional.

Os valores utilizados para definir as condições de fronteira, a geometria e as características das três malhas computacionais encontram-se tabelados na Tabela 5.1.



(a) Airbus A320neo.



(b) Airbus A320.



(c) Embraer KC-390 (© FAB).

Figura 5.1: Aeronaves propulsadas pelos motores escolhidos para os casos de estudo e representação das dimensões aproximadas de  $h$  consideradas: (a) PW 1100G, (b) e (c) IAE V2500.

Tabela 5.1: Parâmetros dos motores em estudo considerados na definição das condições limite e na criação das malhas computacionais.

Motor	Parâmetros					
	$h$ [m]	$D_i$ [m]	$U_i$ [m/s]	$U_\infty$ [m/s]	$h/D_i$	$U_i/U_\infty$
PW 1100G	1.8	2.1	20	2.2	0.9	9.1
			60			27.3
			100			45.5
			120			54.5
			20			9.1
IAE V2500	1.8	1.6	60	2.2	1.1	27.3
			100			45.5
			120			54.5
			20			9.1
			60			27.3
IAE V2500	4.0	1.6	100	2.2	2.5	45.5
			120			54.5
			20			9.1
			60			27.3

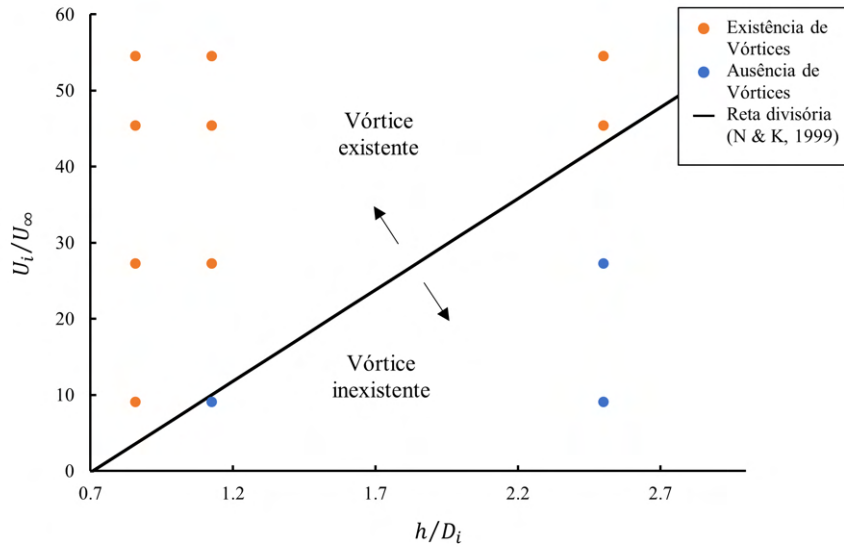


Figura 5.2: Relações  $U_i/U_\infty$  e  $h/D_i$  em estudo e respetiva previsão de ocorrência ou não de vórtices de solo de acordo com as correlações de estudos anteriores (reta definida pela Equação 2.11).

## 5.2 Geometria e Domínio Computacional

Neste capítulo são descritas todas as considerações referentes à definição das geometrias e conceção das respetivas malhas computacionais.

### 5.2.1 Domínio Computacional

A geometria modelada para os três casos de estudo consiste numa versão simplificada das *nacelles* dos motores PW 1100G e IAE V2500 contidas num paralelepípedo disposto longitudinalmente de dimensões  $40 \times 20 \times 10$  m, como se apresenta na Figura 5.3.

Devido ao facto de não existirem modelos CAD acessíveis ao público razoavelmente fiéis às geometrias reais dos motores considerados e para evitar a criação de uma malha excessivamente complexa e pesada do ponto de vista computacional, foram utilizadas dimensões aproximadas e superfícies simplificadas (cilíndricas e em forma de tronco de cone) com alisamento para definir a geometria de cada *nacelle*, como se observa na Figura 5.4.

A modelação 3D da *nacelle* do motor foi realizada no *software* ANSYS SpaceClaim através da adaptação e simplificação dos dados disponíveis em manuais no domínio público (Airbus S.A.S., 2017). O sistema de coordenadas *XYZ* utilizado tem origem no centro da entrada de ar: o eixo *X* é coincidente com o eixo axial do motor e com sentido positivo a montante da entrada de ar, o eixo *Y* é paralelo à direção do escoamento cruzado e tem sentido positivo no sentido deste escoamento e o eixo *Z* tem direção normal ao solo e com sentido positivo no sentido ascendente, como se ilustra na Figura 5.3.

As regiões do domínio tanto a barlavento como a sotavento do motor (na direção do escoamento cruzado, eixo *Y*) estendem-se por 10 m. Na direção do eixo *X*, as regiões fronteiriças da atmosfera,

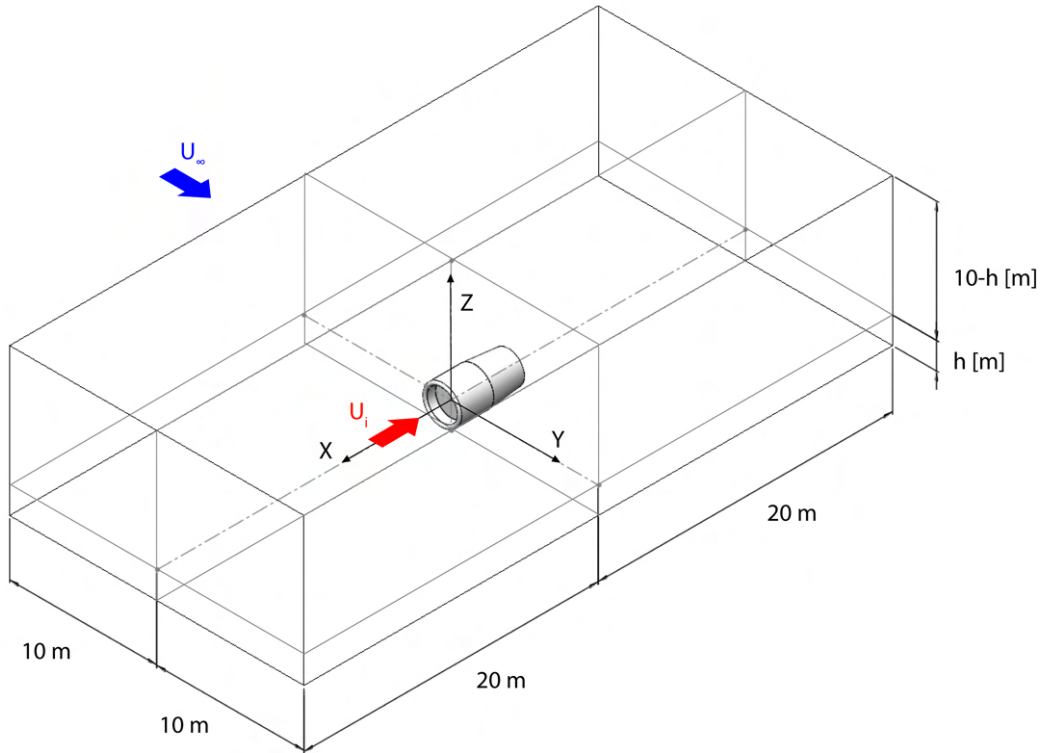


Figura 5.3: Dimensões do domínio computacional genérico para os três casos de estudo e representação das regiões onde foram definidas as condições de entrada referentes aos escoamentos de ar em estudo.

tanto a montante como a jusante do motor, foram posicionadas a 20 m da entrada de ar do motor. A altura do domínio computacional é de 10 m em todas as malhas consideradas, variando apenas a posição da *nacelle* em relação ao plano do solo ( $Z_{Solo} = -h$ ).

Segundo o *ANSYS Fluent User's Guide* (2018), é recomendável que os planos limítrofes do domínio distem do objeto em estudo, aproximadamente, o equivalente a 20 vezes a distância característica deste, de modo que quaisquer eventuais erros numéricos que ocorram junto aos limites exteriores do domínio distem o suficiente do objeto para não afetarem as características do escoamento próximo deste. Uma vez que não foi possível garantir esta condição para todos os limites, procedeu-se ao cálculo do Rácio de Blocação para cada plano.

Assim, calculou-se o RB para os planos  $xz$ ,  $xy$  e  $yz$  a partir da Equação 4.1 e das áreas transversais  $A_{xz}$ ,  $A_{xy}$  e  $A_{yz}$  e os resultados obtidos são os que se apresentam na Tabela 5.2.

Garante-se, deste modo, que nenhum dos três RB ( $RB_{xz}$ ,  $RB_{xy}$  e  $RB_{yz}$ ) excede o valor de 3 % considerado no Capítulo 4.2.

Na Tabela 5.3 são apresentadas as dimensões utilizadas na modelação das *nacelles* dos motores em estudo, em que  $L$  e  $L_i$  são comprimentos utilizados na definição da geometria dos motores, observável na Figura 5.4.

Tabela 5.2: Áreas das secções transversais do objeto em estudo, dimensões do domínio e rácios de blocagem para os três casos de estudo considerados.

Domínio	Geometria	
	PW 1100G - $h/Di = 0.9$	IAE V2500 - $h/Di = 1.1$ e $h/Di = 2.5$
$A_{xz}$ [m <sup>2</sup> ]	11.78	10.16
$A_{xy}$ [m <sup>2</sup> ]	11.78	10.16
$A_{yz}$ [m <sup>2</sup> ]	5.31	3.14
$RB_{xz}$ [%]	2.95	2.54
$RB_{xy}$ [%]	1.47	1.27
$RB_{yz}$ [%]	2.66	1.57

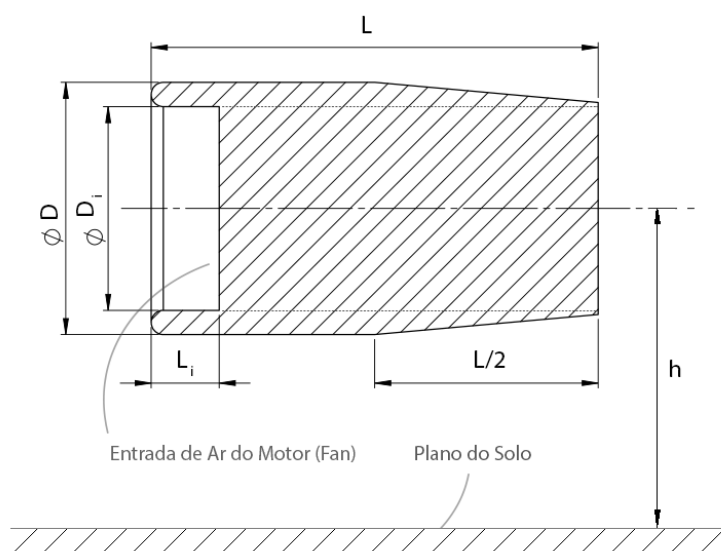
Figura 5.4: Vista de corte no plano  $Y = 0$  m e representação esquemática das principais dimensões das nacelles modeladas.

Tabela 5.3: Dimensões utilizadas na modelação das nacelles consideradas.

Dimensão	Geometria		
	PW 1100G - $h/Di = 0.9$	IAE V2500 - $h/Di = 1.1$	IAE V2500 - $h/Di = 2.5$
$h$ [m]	1.80	1.80	4.00
$Di$ [m]	2.10	1.60	1.60
$D$ [m]	2.60	2.00	2.00
$L$ [m]	4.60	5.20	5.20
$L_i$ [m]	0.70	1.40	1.40

### 5.2.2 Malha Computacional

Este capítulo descreve os procedimentos realizados para gerar as malhas computacionais dos três domínios em estudo.

### 5.2.2.1 Procedimento de Geração da Malha

A geração das malhas não estruturadas tetraédricas foi efetuada no programa ANSYS 19 Mesher recorrendo a um *Smoothing* de qualidade média.

A primeira etapa consistiu na importação da geometria de cada *nacelle* e na definição do paralelepípedo envolvente. De seguida, utilizou-se uma operação booleana para remover o corpo sólido de cada *nacelle*, sendo o domínio constituído pela região exterior a esta (onde existe a movimentação de ar) e limitada pelas faces do paralelepípedo.

Entre o solo e a entrada de ar dos motores, foram modelados dois paralelepípedos, um de maiores dimensões e outro menor, para aplicar dois *Body Sizings* do tipo *Body of Influence*, com taxas de crescimento de 1.2, de modo a refinar a malha na região tridimensional a montante do motor a partir do solo, com um maior refinamento no paralelepípedo menor. Estes refinamentos foram efetuados de modo a captar convenientemente os vórtices e estas geometrias foram posicionadas nas regiões onde tipicamente estes surgem, de acordo com os estudos anteriores. Os tamanhos dos elementos de cada *Body Sizing* foram definidos de acordo com os estudos de sensibilidade de cada malha (Capítulo 5.3.6).

Nas superfícies das *nacelles* e do solo, a malha foi refinada utilizando a função *Inflation* de modo a garantir que os valores do  $y^+$  nestas regiões se situassem na região logarítmica (ver Capítulo 4.3.3.1).

Numa primeira estimativa para definir cada *Inflation*, e de acordo com a explicação apresentada no Capítulo 4.3.3.2, para uma velocidade do escoamento cruzado de 2.2 m/s, um comprimento  $L = 10$  m, para um valor alvo de  $y^+ \approx 50$  (para se situar na gama  $30 < y^+ < 300$ ) e para os valores da massa volúmica e da viscosidade do ar mencionado no Capítulo 5.3.3, e pela Equação 4.12, obtém-se os seguintes dados:

- Número de Reynolds:  $Re = 1.5 \times 10^6$
- Altura dos centroides dos elementos adjacentes à parede:  $y_H = 1.6 \times 10^{-3}$  m

Deste modo, utilizou-se este valor para a altura dos centroides dos elementos adjacentes à parede nas malhas em cada simulação e procedeu-se posteriormente a ajustes em cada *Inflation* para obter os valores de  $y^+$  pretendidos.

No caso  $h/D_i = 0.9$ , representado na Figura 5.5, impôs-se uma altura dos centroides dos elementos adjacentes à parede entre  $5.00 \times 10^{-4}$  m e  $2.50 \times 10^{-2}$  m, com uma taxa de crescimento entre 1.0 e 1.3 e um número máximo de 10 camadas na superfície da *nacelle* e de 5 camadas na superfície do solo.

### 5.2.2.2 Considerações de Refinamento da Malha

O refinamento local da região a montante do motor entre o solo (plano  $Z_{Solo} = -1.80$  m para os casos  $h/D_i = 0.9$  e  $h/D_i = 1.1$  e plano  $Z_{Solo} = -4.00$  m para o caso  $h/D_i = 2.5$ ) e o centro da entrada de ar ( $Z = 0$  m) deveu-se à necessidade de captar com maior precisão o núcleo do vórtice de solo e a estrutura tridimensional vorticiosa entre o solo e a entrada de ar (Figura 5.6). Segundo



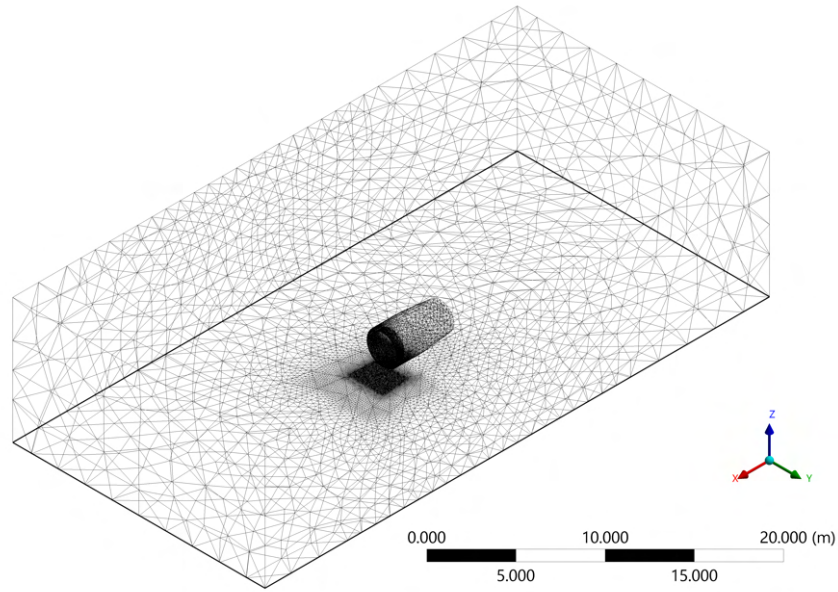


Figura 5.5: Visão geral da malha gerada para o caso  $h/D_i = 0.9$ .

os estudos anteriores, o diâmetro do núcleo do vórtice é de apenas alguns centímetros, pelo que o dimensionamento dos elementos dos *Body Sizings* mencionados anteriormente foi feito na mesma ordem de grandeza.

No Capítulo 2.2 foi mencionado que o escoamento tende a entrar em regime compressível e a separar-se junto ao bordo da *inlet*. Apesar de se recorrer a um modelo incompressível para efeitos de simplificação deste estudo, optou-se por refinar a região interior da *inlet* e a face da *fan* para captar mais adequadamente as estruturas vorticiosas e as distorções do escoamento nesta região.

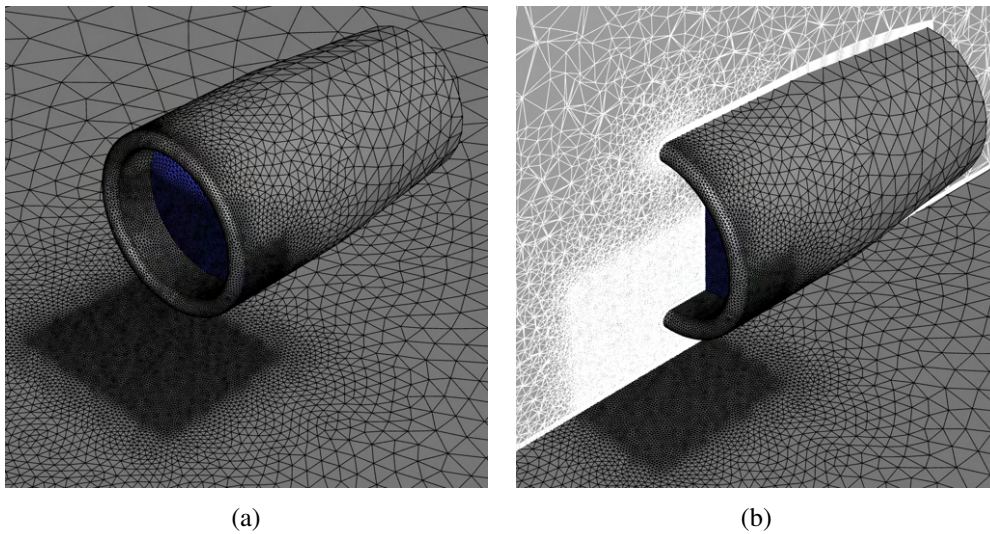


Figura 5.6: Pormenor do refinamento da malha no caso  $h/D_i = 0.9$  à superfície da *nacelle* e no solo: (a) visão geral e (b) detalhes da malha no plano  $Y = 0$  m.

### 5.3 Simulação

Neste capítulo são apresentadas as parametrizações utilizadas nas simulações efetuadas em termos de condições de fronteira, modelos de turbulência, algoritmos de solução, condições de funcionamento e critérios de convergência. Adicionalmente, são apresentados os resultados dos estudos de sensibilidade das malhas e a análise da qualidade das malhas obtidas.

Os parâmetros de simulação foram definidos de forma idêntica para os três casos de estudo apresentados ( $h/D_i = 0.9$ ,  $h/D_i = 1.1$  e  $h/D_i = 2.5$ ).

#### 5.3.1 Condições de Fronteira

As condições de fronteira impostas nos domínios computacionais utilizados são representadas na Figura 5.7 onde se apresenta um domínio genérico idêntico aos domínios dos três casos de estudo considerados que, embora difiram na geometria das *nacelles* e no seu posicionamento ao longo do eixo  $Z$ , recorrem a condições de fronteira idênticas.

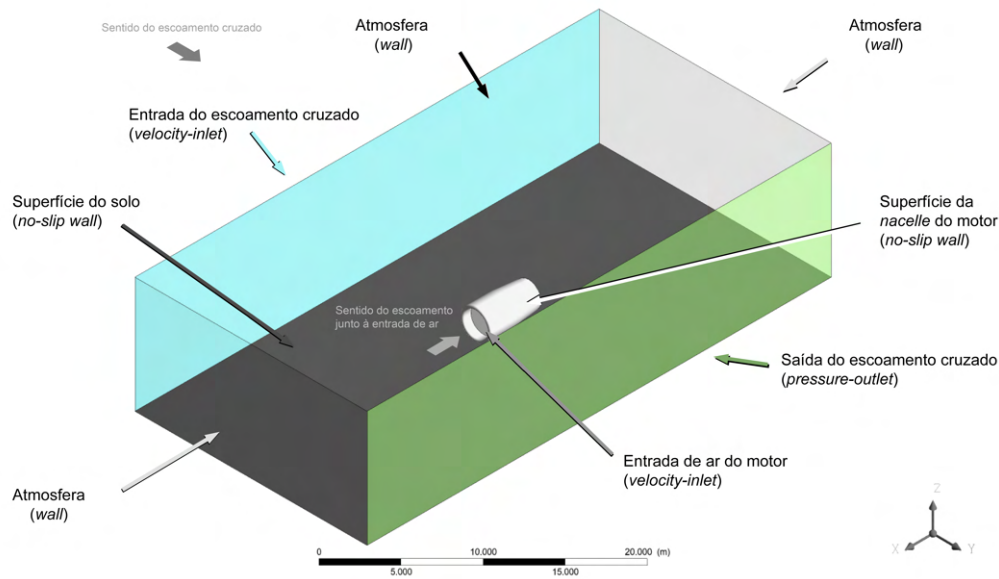


Figura 5.7: Domínio genérico para todos os casos de estudo considerados e representação das condições de fronteira impostas.

O plano do escoamento livre, definido em  $Y = -10$  m, foi utilizado como uma *velocity-inlet* para definir a magnitude da velocidade do escoamento cruzado,  $U_\infty = 2.2$  m/s, a sua direção (paralela ao eixo  $Y$ ) e o seu sentido ( $+Y$ ). Para efeitos de simplificação, optou-se por não se definir um perfil de velocidades característico de uma camada limite atmosférica.

Outra *velocity-inlet* foi definida num círculo de diâmetro  $D_i$  contido no plano  $X = 0$  m e de centro na origem do referencial de modo a simular a entrada de ar do motor. Aqui foi definida a velocidade do ar à entrada do motor,  $U_i$ , a sua direção (paralela ao eixo  $X$ ) e o seu sentido ( $-X$ ). De modo a estudar razões  $U_i/U_\infty$  distintas, serão realizadas duas simulações com modelos de



turbulências diferentes nas três geometrias consideradas para cada uma das velocidades  $U_i = 20$  m/s,  $U_i = 60$  m/s,  $U_i = 100$  m/s e  $U_i = 120$  m/s.

Nas *velocity-inlets* e na *pressure-outlet*, foi imposta uma intensidade da turbulência de 5 % e um rácio de viscosidade turbulenta constante e igual a 10.

Nas superfícies sólidas do solo e das *nacelles*, recorreu-se às condições de parede sem escorregamento e à Lei da Parede, com o auxílio de refinamentos do tipo *Inflation*, para determinar as condições limite referentes à velocidade e à turbulência, partindo do princípio de que esta última se encontra num estado de equilíbrio local.

Nas regiões que simulam a interação com a atmosfera, foram estipuladas condições de fronteira do tipo parede com tensão de corte nula.

A Tabela 5.4 sumariza todas condições de fronteira utilizadas neste estudo:

Tabela 5.4: Condições de fronteira para os domínios computacionais considerados.

Localização	Condição de Fronteira
Entrada do escoamento cruzado	<i>velocity-inlet</i>
Entrada de ar do motor	<i>velocity-inlet</i>
Saída do escoamento cruzado	<i>pressure-outlet</i>
Superfície da <i>nacelle</i> do motor	<i>no-slip wall</i>
Superfície do solo	<i>no-slip wall</i>
Atmosfera (no topo)	<i>wall</i>
Atmosfera (a montante do motor)	<i>wall</i>
Atmosfera (a jusante do motor)	<i>wall</i>

### 5.3.2 Modelos de Turbulência

Recorreu-se aos modelos de turbulência RANS, de duas equações extra,  $k - \varepsilon$  *Realizable* e  $k - \omega$  SST para a realização das simulações numéricas.

O modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable*, pelas razões apontadas no Capítulo 4.5.1.1, revelou-se ser o modelo ideal para simular o comportamento dos vórtices de solo e também dos *trailing vortices* resultantes da separação do escoamento nas superfícies das *nacelles* modeladas. Este modelo foi inclusivamente utilizado nos estudos de Trapp e Girardi (2010) e de Trapp e Girardi (2012), sendo que Barata et al. (2010), Barata et al. (2012), Manquinho (2010) e Manquinho (2017) recorreram ao modelo  $k - \varepsilon$ , no qual se baseia o modelo RKE.

Para além deste modelo, optou-se por recorrer ao modelo  $k - \omega$  SST (Capítulo 4.5.1.2) para comparar os resultados com o modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable* e a sua escolha foi baseada no facto de ter sido um modelo igualmente utilizado em estudos anteriores, como no estudo de Vunnam e Hoover (2011) e nos estudos em regime transiente de Shmilovich e Yadlin (2006) e de Horvath (2013).

Numa fase inicial do estudo foram feitas inúmeras simulações adicionais com os modelos  $k - \varepsilon$  *Standard* e  $k - \omega$  *Standard* de modo a verificar se era possível captar os vórtices previstos com estes modelos, no entanto, apenas os modelos RKE e SST devolveram resultados de acordo com as previsões baseadas em estudos anteriores.

### 5.3.3 Condições de Funcionamento

Na modelação das *nacelles* utilizou-se um fator de escala de, aproximadamente, 100 % e desprezou-se os efeitos de compressibilidade no escoamento em todo o domínio, pelo que não se necessitou de ajustar o número de Reynolds e o número de Mach utilizado como referência neste estudo é idêntico ao considerado em estudos anteriores ( $Ma = 0.55$ , De Siervi et al., 1982).

Assim, em todas as simulações numéricas realizadas, assumiu-se que o escoamento cruzado é incompressível e encontra-se em regime estacionário sem ocorrência de transferências de calor, com o intuito de simplificar e de agilizar a análise dos dados.

As propriedades do ar consideradas foram as seguintes:

- Massa volúmica:  $\rho = 1.225 \text{ kg/m}^3$ ;
- Viscosidade absoluta:  $\mu = 1.789 \times 10^{-5} \text{ Pa s}$ .

### 5.3.4 Algoritmo de Solução

A resolução das equações governantes, compostas pelas equações RANS e pelas equações de transporte dos modelos de turbulência dos quais não se alteraram os valores das constantes, foi efetuada recorrendo ao algoritmo de solução baseado na pressão com um algoritmo de acoplamento pressão-velocidade SIMPLE (com uma formulação absoluta da velocidade) uma vez que é um algoritmo adequado para escoamentos em regime estacionário, como se referiu no Capítulo 4.6.1, e de ser amplamente referenciado na literatura (Manquinho, 2017).

#### 5.3.4.1 Parâmetros de Simulação

Na parametrização das simulações, efetuou-se uma discretização espacial dos gradientes pelo método *Least Squares Cell Based*, recomendado pelo *software*, uma discretização espacial de segunda ordem para a pressão e recorreu-se ao método QUICK para a discretização espacial do momento, da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação turbulenta, devido às razões apontadas no Capítulo 4.6.2. Utilizou-se a opção de *High Order Term Relaxation* para as variáveis do escoamento e os valores predefinidos de controlo dos parâmetros de solução. A inicialização do tipo *Hybrid* foi efetuada para todas as simulações.

O computador utilizado para correr as simulações tem um processador Intel® Core™ i7-8700K 3.70 GHz com 6 *cores* (12 processadores lógicos) e 32 GB de RAM. Todas as simulações foram realizadas individualmente com recurso à opção *Double Precision* e ao *Parallel Local Machine* com 12 processos de modo a realizar as simulações mais celeremente.

### 5.3.5 Critérios de Convergência

A convergência do processo iterativo no qual consiste uma simulação numérica ocorre quando os valores dos resíduos dos critérios selecionados estabilizam num valor mínimo para cada variável ou quando certos parâmetros de interesse deixam de variar após um certo número de iterações.

Monitorizou-se os valores dos resíduos (*Scaled Residuals*) de seis parâmetros de modo a estudar a convergência e a estabilidade da solução em cada iteração, com um valor dos resíduos a tender para  $1 \times 10^{-3}$ : a continuidade (*continuity*), a velocidade em  $x$  ( $x$ -velocity), a velocidade em  $y$  ( $y$ -velocity), a velocidade em  $z$  ( $z$ -velocity), a energia cinética turbulenta ( $k$ ) e a taxa de dissipação de energia cinética ( $\varepsilon$ ) ou a taxa de dissipação específica ( $\omega$ ), dependendo do modelo de turbulência usado. A escolha destes critérios está relacionada com o facto de se ter recorrido a uma formulação de tempo implícita.

Adicionalmente, foram monitorizados outros três parâmetros característicos do escoamento em superfícies de interesse do domínio para verificar a sua variação com o incremento de iterações. A Tabela 5.5 apresenta os três parâmetros utilizados e as respetivas zonas de aplicação.

Tabela 5.5: Parâmetros característicos do escoamento adicionais utilizados para monitorizar a convergência das simulações em zonas do domínio de interesse.

Região do Domínio	Surface Monitor Parameter
Plano próximo do solo	Pressão estática mínima
Plano do escoamento cruzado	Pressão estática média ponderada por área
Entrada de ar do motor	Pressão estática média ponderada por área

Devido ao facto de a condição de fronteira imposta no solo ser do tipo *no-slip wall*, assume-se que a velocidade do escoamento na sua superfície é nula. Assim sendo, definiu-se um plano próximo do solo para monitorizar a variação da pressão estática mínima a uma altura adimensional do solo ( $h_{Plano}$ ) dada pela Equação 5.1 (Horvath, 2013).

$$\frac{h_{Plano}}{D_i} = 0.083 \quad (5.1)$$

A coordenada vertical deste plano,  $Z_{Plano}$ , varia para cada geometria, devido aos diferentes diâmetros das entradas de ar ( $D_i$ ) e alturas ao solo ( $h$ ). Recorrendo à equação 5.1, e sabendo que  $Z_{Plano} = Z_{Solo} + h_{Plano}$ , definiram-se as cotas para os planos próximos do solo em cada malha tabeladas na Tabela 5.6:

Tabela 5.6: Coordenadas  $Z_{Plano}$  dos planos próximos do solo para cada uma das três malhas.

Malha	$Z_{Solo}$ [m]	$h_{Plano}$ [m]	$Z_{Plano}$ [m]
$h/D_i = 0.9$	-1.80	0.17	-1.63
$h/D_i = 1.1$	-1.80	0.13	-1.67
$h/D_i = 2.5$	-4.00	0.13	-3.87

Para além dos critérios anteriores, foram verificados os resultados do *net mass imbalance* do caudal mássico entre as *velocity-inlets* e a *pressure-outlet*, tendo sido garantido um valor não superior a 0.1 % do caudal mássico total no sistema.

### 5.3.6 Estudo de Sensibilidade da Malha

Um estudo de sensibilidade da malha foi realizado para cada uma das três malhas concebidas de modo a determinar o número mínimo de elementos a utilizar sem comprometer a precisão dos

resultados.

Em cada estudo, realizaram-se simulações com parâmetros idênticos em 16 malhas com diferentes tamanhos dos elementos nos dois *Body Sizings* mencionados no Capítulo 5.2.2.1, de modo a variar o número de elementos e o grau de refinamento em cada malha. Registou-se, em cada malha, a localização do núcleo do vórtice num plano próximo do solo (cuja coordenada  $Z_{Plano}$  é calculada de acordo com o mencionado no Capítulo 5.3.5) segundo os parâmetros adimensionais  $X/D_i$  e  $Y/D_i$ , de modo a analisar a variação dos resultados com o número de elementos da malha. A identificação do núcleo do vórtice foi efetuada ao observar os vetores da velocidade do escoamento neste plano e a pressão mínima local no solo. Adicionalmente, analisou-se os parâmetros característicos do escoamento mencionados no Capítulo 5.3.5 de modo a facilitar a escolha da malha adequada.

Todas as simulações foram realizadas com 500 iterações e com uma razão de velocidades constante  $U_i/U_\infty = 27.3$  para as malhas  $h/D_i = 0.9$  e  $h/D_i = 1.1$  e com uma razão  $U_i/U_\infty = 45.5$  para a malha  $h/D_i = 2.5$ , de modo a garantir a ocorrência de pelo menos um vórtice de solo que permitisse a identificação da localização do seu núcleo no plano do solo, de acordo com as previsões observáveis na Figura 5.2. Em nenhuma simulação ocorreu uma convergência dos valores residuais. No entanto e apesar do reduzido número de iterações resultar em simulações menos fidedignas (deveria ter-se optado por utilizar 3000 iterações para garantir resultados mais precisos, de acordo com a Figura 6.2), optou-se por sacrificar a precisão dos mesmos para evitar estudos de convergência excessivamente demorados, servindo os resultados destes estudos apenas para determinar o número de elementos das malhas que seriam utilizados para obter os resultados finais e mais precisos.

#### PW 1100G - $h/D_i = 0.9$

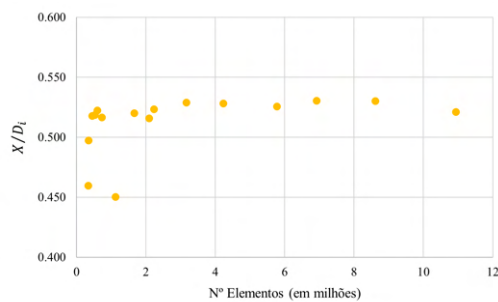


Figura 5.8: Variação do parâmetro adimensional  $X/D_i$  do vórtice de solo com o número de elementos da malha para  $h/D_i = 0.9$ .

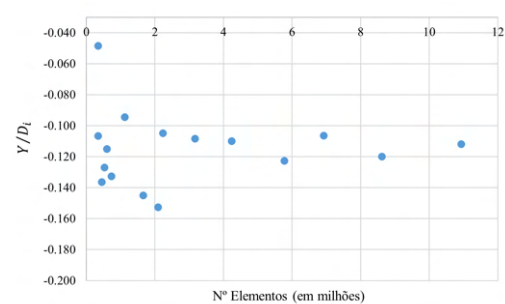


Figura 5.9: Variação do parâmetro adimensional  $Y/D_i$  do vórtice de solo com o número de elementos da malha para  $h/D_i = 0.9$ .

Analisando os gráficos das Figuras 5.8 e 5.9, verifica-se que para um número de elementos da malha superior ou igual ao da malha com 2,233,964 elementos, os parâmetros  $X/D_i$  e  $Y/D_i$  não variam significativamente. Por conseguinte, optou-se por utilizar esta malha, a qual foi gerada com tamanhos dos elementos de 0.2 m e 0.02 m nos dois *Body Sizings*.

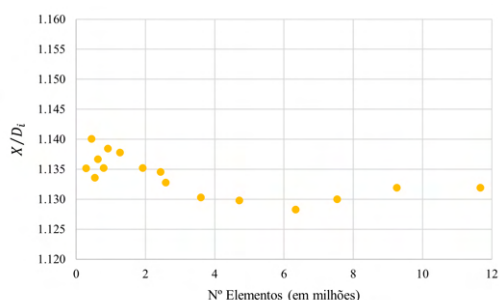
**IAE V2500 -  $h/D_i = 1.1$** 

Figura 5.10: Variação do parâmetro adimensional  $X/D_i$  do vórtice de solo com o número de elementos da malha para  $h/D_i = 1.1$ .

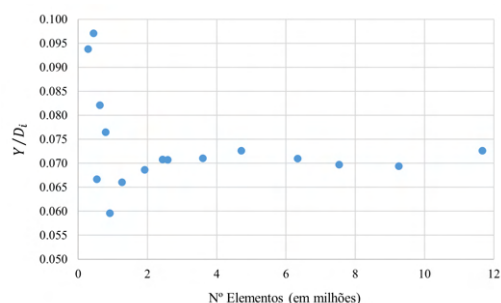


Figura 5.11: Variação do parâmetro adimensional  $Y/D_i$  do vórtice de solo com o número de elementos da malha para  $h/D_i = 1.1$ .

Analogamente ao caso de estudo anterior, e partindo do observado nas Figuras 5.10 e 5.11, optou-se por utilizar a malha com 2, 582, 953 elementos, pelas mesmas razões do caso anterior. Esta foi igualmente gerada com tamanhos dos elementos de 0.2 m e 0.02 m nos dois *Body Sizings*.

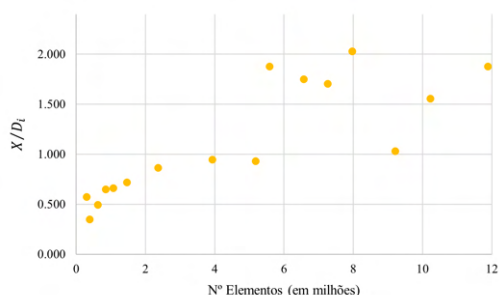
**IAE V2500 -  $h/D_i = 2.5$** 

Figura 5.12: Variação do parâmetro adimensional  $X/D_i$  do vórtice de solo com o número de elementos da malha para  $h/D_i = 2.5$ .

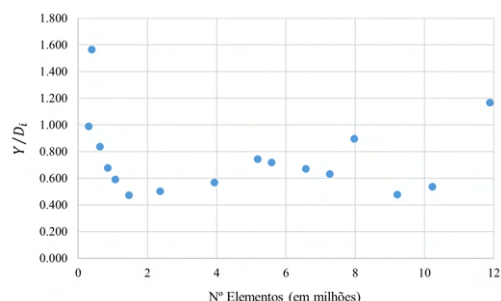


Figura 5.13: Variação do parâmetro adimensional  $Y/D_i$  do vórtice de solo com o número de elementos da malha para  $h/D_i = 2.5$ .

Analisando as Figuras 5.12 e 5.13, verifica-se que a localização do núcleo do vórtice oscilou significativamente entre as malhas devido ao surgimento de um segundo vórtice, de menor intensidade, em algumas malhas. Deste modo, optou-se pela malha com 6, 573, 453 elementos, consideravelmente mais refinada que as dos casos anteriores. Esta malha foi gerada com tamanhos dos elementos de 0.1 m e 0.01 m nos dois *Body Sizings*.

Sucintamente, selecionaram-se as três malhas com o menor número de elementos que devolveram resultados precisos para minimizar o tempo das simulações finais, tendo estas variado entre 5 e 7 horas, aproximadamente, para os dois primeiros casos, e entre 10 e 12 horas para o último caso.

### 5.3.7 Análise da Qualidade da Malha

A qualidade da malha tridimensional gerada foi avaliada em termos de assimetria, de qualidade ortogonal e de *aspect ratio* (ver Capítulo 4.3.2) de modo a verificar se a qualidade da malha era aceitável para as simulações a efetuar ou se seria necessário proceder a algum tipo de refinamento ou alteração na malha.

Em algumas das simulações efetuadas, foi necessário ajustar o refinamento das malhas nas superfícies sólidas do solo e das *nacelles* dos motores, de modo a obter os valores de  $y^+$  desejados nestas regiões, o que resultou na alteração das malhas computacionais nestas simulações e, consequentemente, na variação da sua qualidade.

Por este motivo, e de modo a preservar a sucintez do presente relatório, apresenta-se nas Tabelas 5.7, 5.8 e 5.9 apenas os resultados da análise da qualidade das malhas selecionadas em cada estudo de sensibilidade da malha, de acordo com o mencionado no Capítulo 5.3.6, obtidos com recurso ao programa ANSYS 19 Design Modeler.

Tabela 5.7: Avaliação da assimetria das malhas tridimensionais geradas.

Qualidade do Elemento		Excelente	Bom	Aceitável	Pobre
Valor da Assimetria		[0; 0.25[	[0.25; 0.50[	[0.50; 0.75[	[0.75; 1]
Nº de elementos em cada malha	$h/D_i = 0.9$	1,572,900	638,730	23,656	113
	$h/D_i = 1.1$	1,794,600	758,940	29,658	136
	$h/D_i = 2.5$	4,658,300	1,853,970	54,193	162

Tabela 5.8: Avaliação da qualidade ortogonal das malhas tridimensionais geradas.

Qualidade do Elemento		Pobre	Aceitável	Bom	Muito Bom	Excelente
Valor da Qual. Ortog.		[0; 0.15[	[0.15; 0.20[	[0.20; 0.70[	[0.70; 0.95[	[0.95; 1]
Nº de elem. em cada malha	$h/D_i = 0.9$	210	0	128,641	1,078,100	1,028,000
	$h/D_i = 1.1$	130	0	140,883	1,233,400	1,209,000
	$h/D_i = 2.5$	0	263	431,317	3,382,400	2,762,000

Tabela 5.9: Avaliação do *Aspect Ratio* das malhas tridimensionais geradas.

<i>Aspect Ratio</i>		Valor Mínimo	Valor Médio	Valor Máximo	Desvio Padrão
Nº de elem. em cada malha	$h/D_i = 0.9$	1.1648	4.5318	401.44	11.734
	$h/D_i = 1.1$	1.1640	4.1562	436.53	10.964
	$h/D_i = 2.5$	1.1600	2.7358	235.38	6.8606

Em todas as malhas geradas, a percentagem de elementos com uma assimetria superior a 0.75 variou entre 0.002 % e 0.007 % e a percentagem de elementos com uma qualidade ortogonal inferior a 0.25 variou entre 0 % e 0.033 %. O *aspect ratio* médio nestas malhas variou entre 2.1234 e 4.5620.

Tendo em conta estes valores, concluiu-se que a qualidade das malhas era adequada.

## Capítulo 6

# Resultados e Discussão

### 6.1 Validação dos Modelos

#### 6.1.1 Análise dos Valores de $y^+$

Com o intuito de validar as malhas concebidas, procedeu-se à verificação dos valores de  $y^+$  na superfície da *nacelle* e do solo por baixo desta, uma vez que são estas regiões as que mais influenciam a formação dos vórtices de solo.

Em cada simulação foi efetuada uma avaliação dos valores de  $y^+$  ao fim de sensivelmente 1000 iterações para verificar se os valores se situavam na gama de valores alvo ( $30 < y^+ < 300$ ), como foi mencionado nos Capítulos 4.3.3.1 e 5.2.2.1. Nas situações em que os valores se revelaram inadequados, reajustou-se a altura da primeira célula, o número de camadas e a taxa de crescimento das camadas na *Inflation* de cada região da superfície onde estes valores se situavam e fez-se uma nova avaliação dos valores de  $y^+$  em seguida. Este processo foi efetuado iterativamente até se atingir os valores desejados, procedendo com a simulação posteriormente.

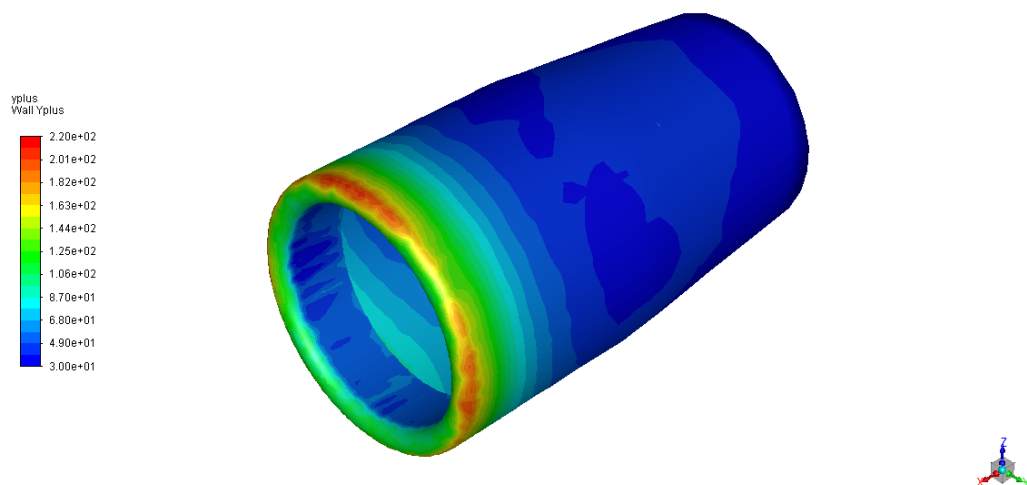
Nas Figuras 6.1a e 6.1b apresentam-se, a título exemplificativo, a gama de valores de  $y^+$  nas regiões supramencionadas para o caso de estudo  $h/D_i = 0.9$ ,  $U_i/U_\infty = 45.5$  e modelo de turbulência  $k - \varepsilon$  *Realizable*, podendo observar-se que os valores se situam no intervalo pretendido.

#### 6.1.2 Análise da Convergência da Solução

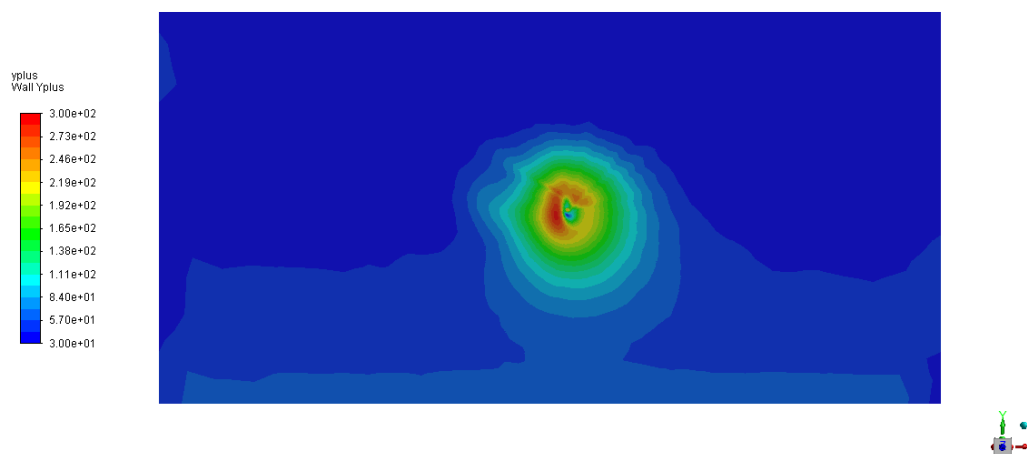
Os valores dos resíduos para os seis parâmetros monitorizados (referidos no Capítulo 5.3.5) foram avaliados em cada simulação, como se apresenta a título exemplificativo na Figura 6.2a para o caso de estudo  $h/D_i = 1.1$ ,  $U_i/U_\infty = 54.5$  e modelo de turbulência  $k - \varepsilon$  *Realizable*.

Verificou-se que, de uma forma geral, e à exceção dos resíduos da continuidade, os valores residuais dos restantes critérios reduziram para abaixo do valor de convergência definido inicialmente ( $1 \times 10^{-3}$ ). Os valores residuais da continuidade variaram entre valores na ordem de  $1 \times 10^{-3}$ , próximos do critério de convergência definido, e valores na ordem de  $1 \times 10^{-2}$ , um valor excessivo em uma ordem de grandeza comparativamente ao valor pretendido.

Adicionalmente, monitorizou-se a pressão estática mínima no plano próximo do solo (Figura 6.2b) e a pressão estática média ponderada por área no plano do escoamento cruzado (Figura



(a)



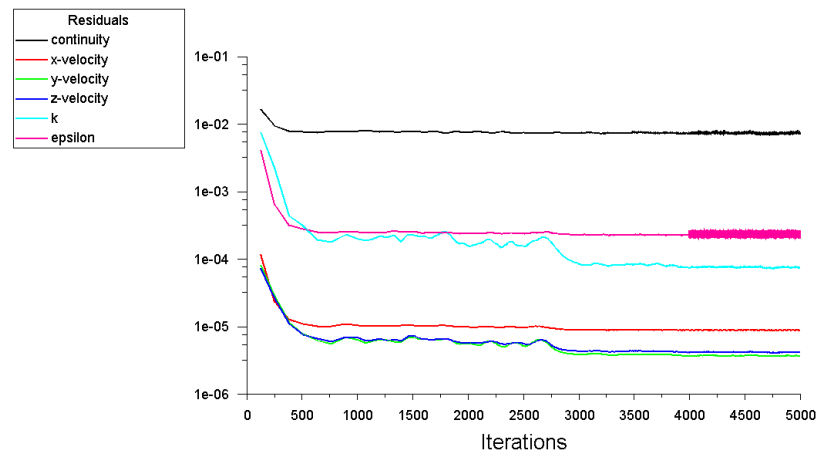
(b)

Figura 6.1: Análise dos valores de  $y^+$  nas superfícies sólidas (a) da *nacelle* e (b) do solo.

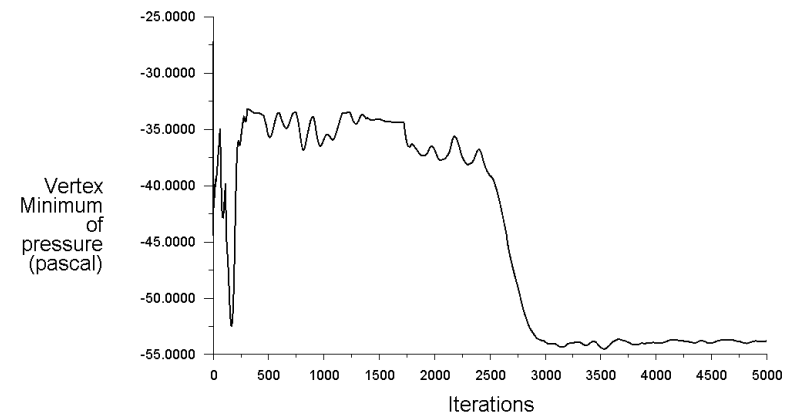
6.2c) e no plano da entrada de ar do motor (Figura 6.2d). Estes parâmetros estabilizaram a certa altura em cada simulação, tendo-se optado por prolongar cada uma em 1000 iterações após a sua estabilização para certificar que os parâmetros permaneciam invariáveis e, assim, admitir que as simulações convergiam.

As simulações que apresentaram um valor residual da continuidade excessivo foram prolongadas em 3000 – 4000 iterações de modo a reduzir este valor, contudo, a sua redução foi subtil. No entanto, e uma vez que os restantes parâmetros convergiram, admitiu-se que os resultados eram aceitáveis e procedeu-se à sua análise, embora se reconheça que o grau de precisão dos mesmos possa não ser o melhor.

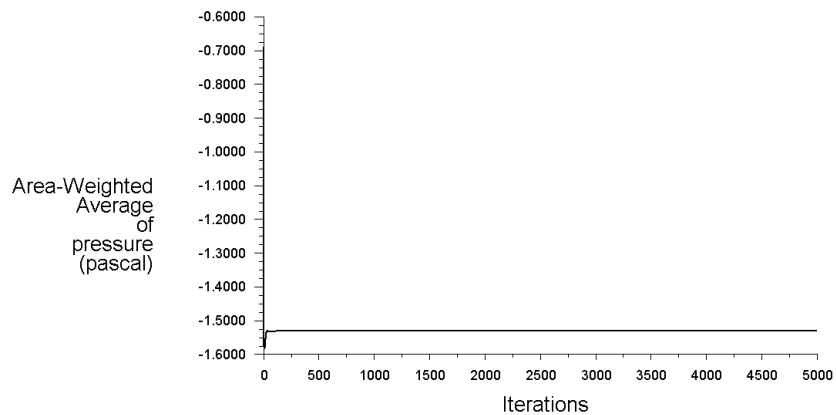




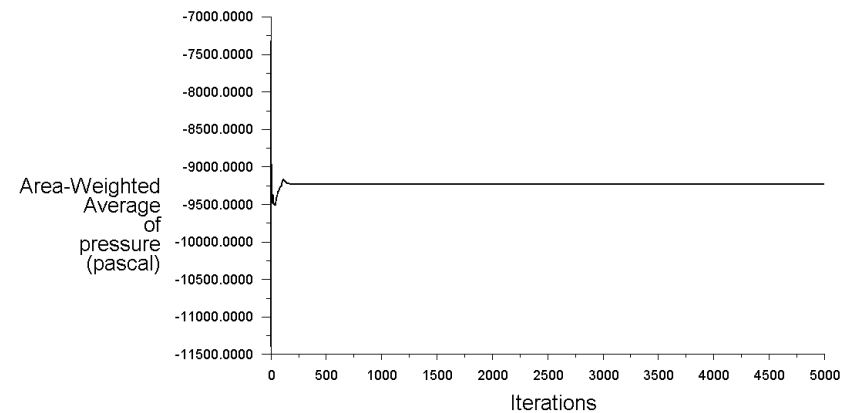
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 6.2: Critérios de convergência utilizados na monitorização das simulações (para o caso de estudo  $h/D_i = 1.1$ ,  $U_i/U_\infty = 54.5$  e modelo de turbulência  $k - \varepsilon$  Realizable).

## 6.2 Visualização dos Escoamentos nos Domínios

A análise dos mecanismos de formação dos vórtices de solo foi efetuada com recurso ao programa ANSYS CFD Post. Neste foi possível analisar, para cada caso de estudo, os contornos tridimensionais para um valor constante da vorticidade associada ao núcleo do vórtice de solo, a distribuição de pressão local no solo, os vetores de velocidade no plano próximo do solo, as linhas de escoamento tridimensionais ao longo das regiões de interesse do domínio e as linhas de escoamento bidimensionais num plano paralelo ao plano  $XZ$ , a sotavento da *nacelle*.

### 6.2.1 Vorticidade

Para cada simulação, foi projetada uma *iso-surface* de valor constante da vorticidade para identificar a estrutura tridimensional dos vórtices de solo nas situações em que estes surgiram e para analisar a variação da intensidade dos vórtices, traduzida pela vorticidade, com a variação dos parâmetros adimensionais considerados.

### 6.2.2 Campos de Pressão e Vetores de Velocidade

Visualizou-se a distribuição da pressão local no plano do solo com o objetivo de identificar a localização do núcleo dos vórtices de solo, caracterizado por apresentar uma região de pressão mínima.

De modo a identificar o sentido de rotação dos vórtices, foram projetados os vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo (Capítulo 5.3.5) conjuntamente com os campos de pressão previamente mencionados.

Adicionalmente, optou-se por representar as *nacelles* dos motores com 0.75 de transparência e o ponto de origem do referencial para facilitar a visualização da variação da localização dos vórtices no solo.

### 6.2.3 Linhas de Escoamento

No plano  $Y = 5$  m, a sotavento da *nacelle* do motor, foram projetadas as linhas do escoamento bidimensionais para identificar e analisar os *trailing vortices* que se previram que surgiriam devido à separação do escoamento ao longo da superfície de cada *nacelle*. Utilizou-se este plano por se situar a meia distância entre a *nacelle* e o plano de saída do escoamento cruzado, evitando assim uma possível influência deste último plano no escoamento em estudo.

Com o intuito de identificar a totalidade dos vórtices que surgiram em cada situação, foram projetadas as linhas do escoamento tridimensionais referentes à velocidade do mesmo a partir do plano próximo do solo, dado permitirem uma melhor representação dos vórtices de solo. Adicionalmente, projetou-se as linhas do escoamento tridimensionais a partir do plano do escoamento cruzado de modo a estudar o escoamento que se escoia para sotavento de cada motor e por permitirem estudar o surgimento de *trailing vortices* ou outros vórtices secundários. Optou-se por representar estas linhas a branco de modo a distingui-las das linhas dos escoamentos próximo do solo e dos vórtices de solo e por apresentarem variações mínimas de velocidade.

### 6.3 Caso de Estudo $h/D_i = 0.9$

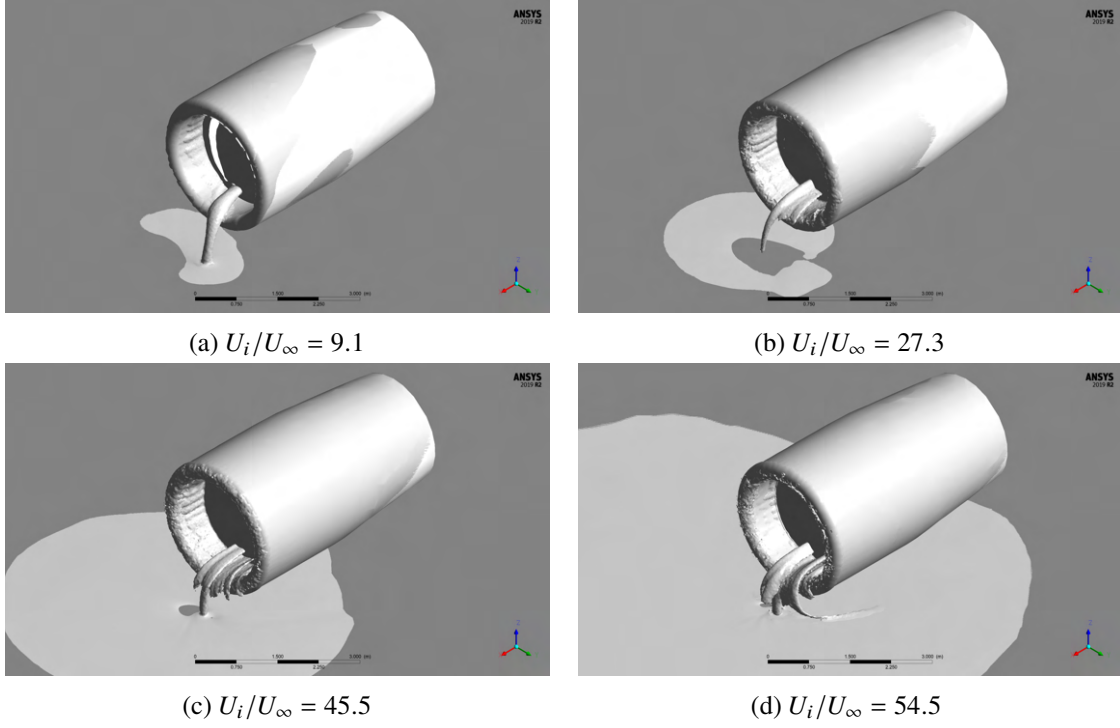


Figura 6.3: *Iso-surface* da vorticidade com intensidade  $100 \text{ s}^{-1}$  para o modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable*.

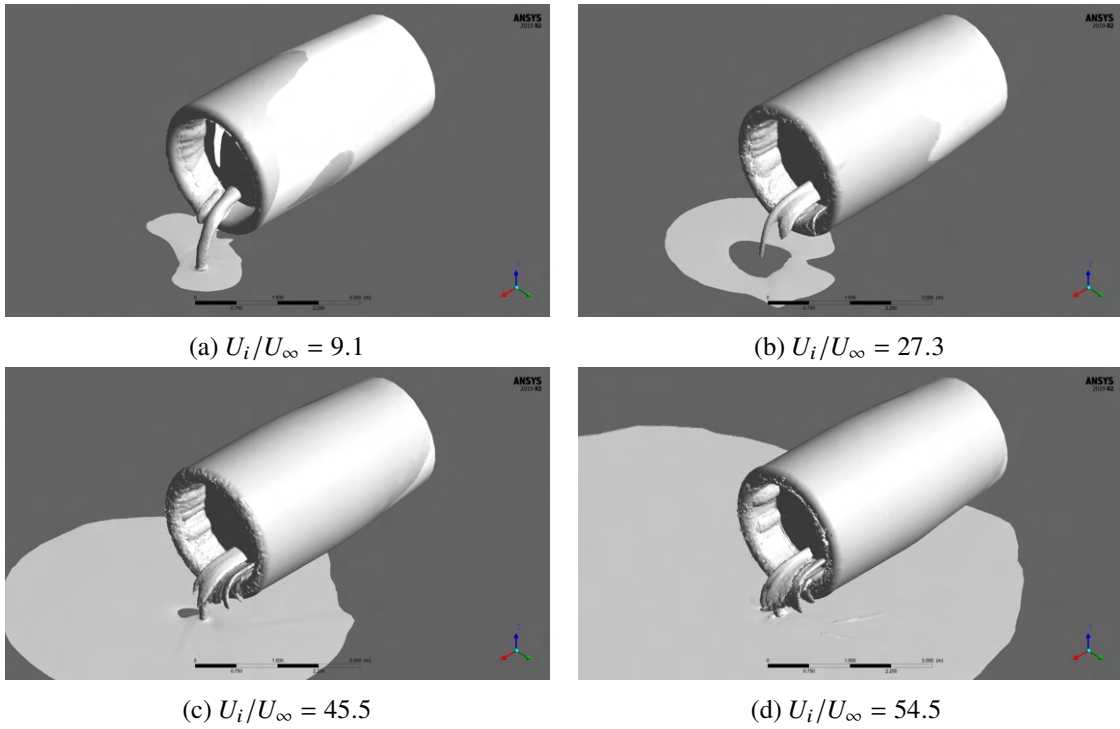


Figura 6.4: *Iso-surface* da vorticidade com intensidade  $100 \text{ s}^{-1}$  para o modelo  $k - \omega$  SST.

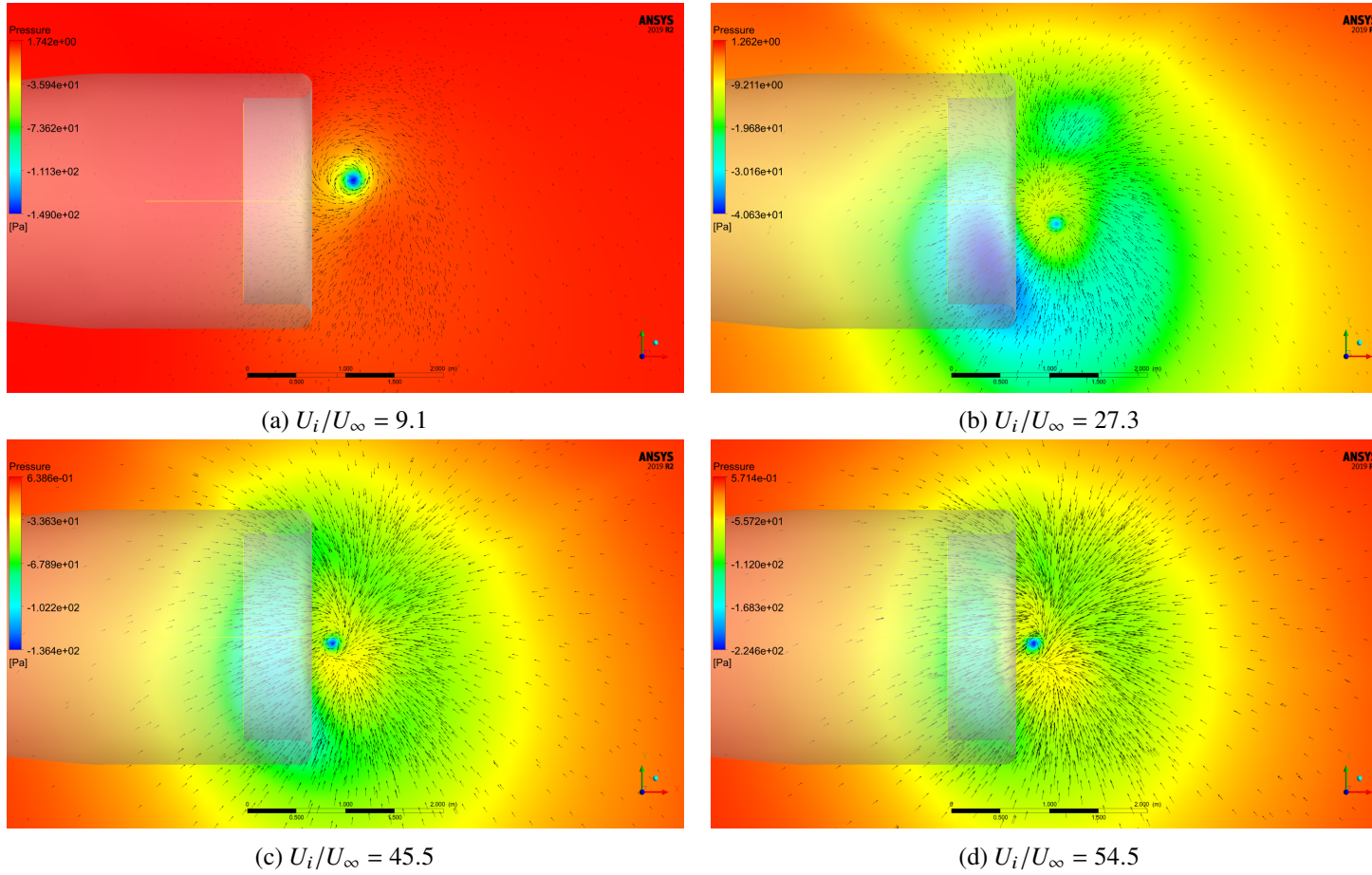


Figura 6.5: Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -1.63$  m) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -1.80$  m) para o modelo  $k - \varepsilon$  Realizable.

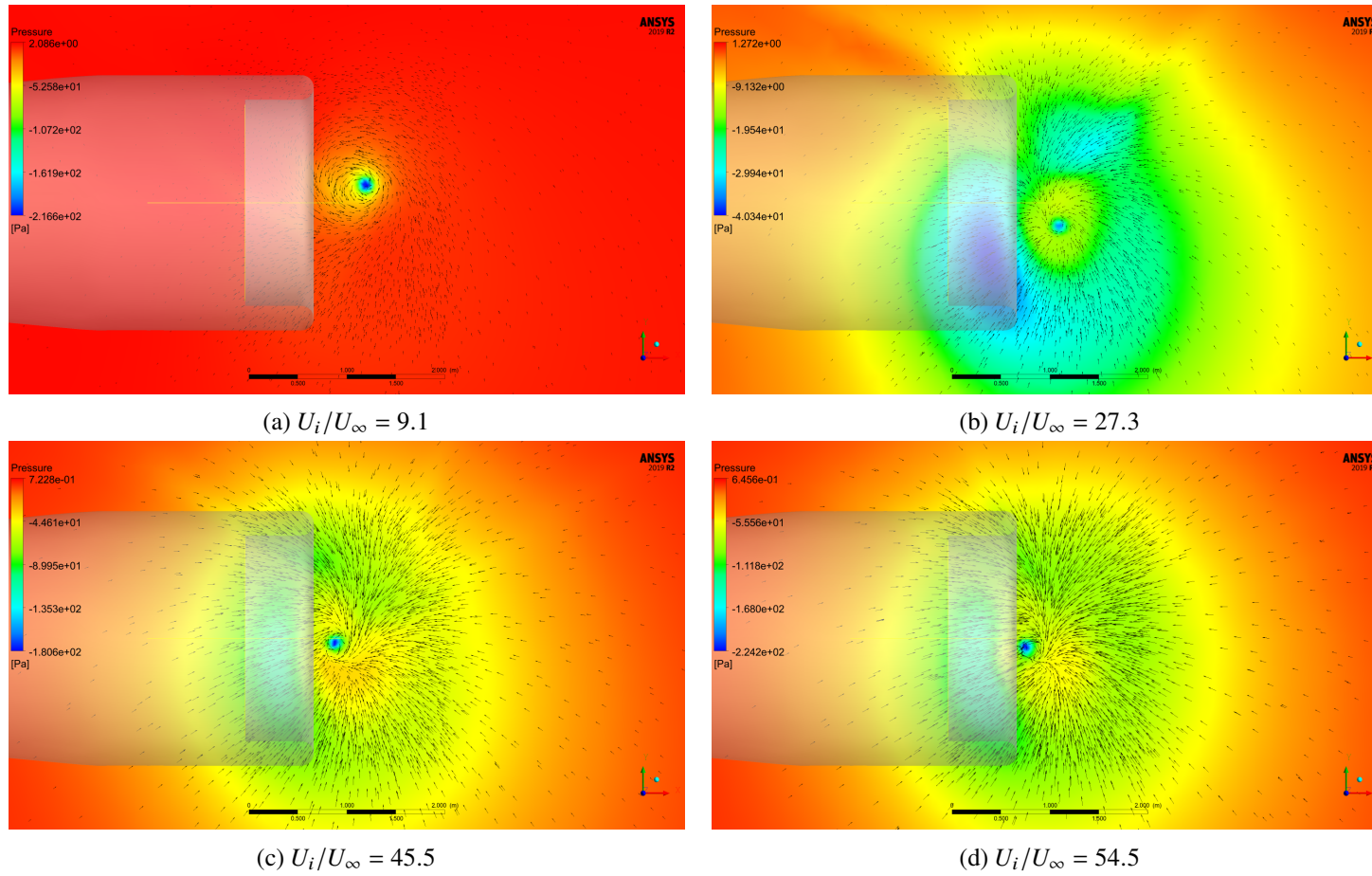


Figura 6.6: Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -1.63 \text{ m}$ ) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -1.80 \text{ m}$ ) para o modelo  $k - \omega$  SST.

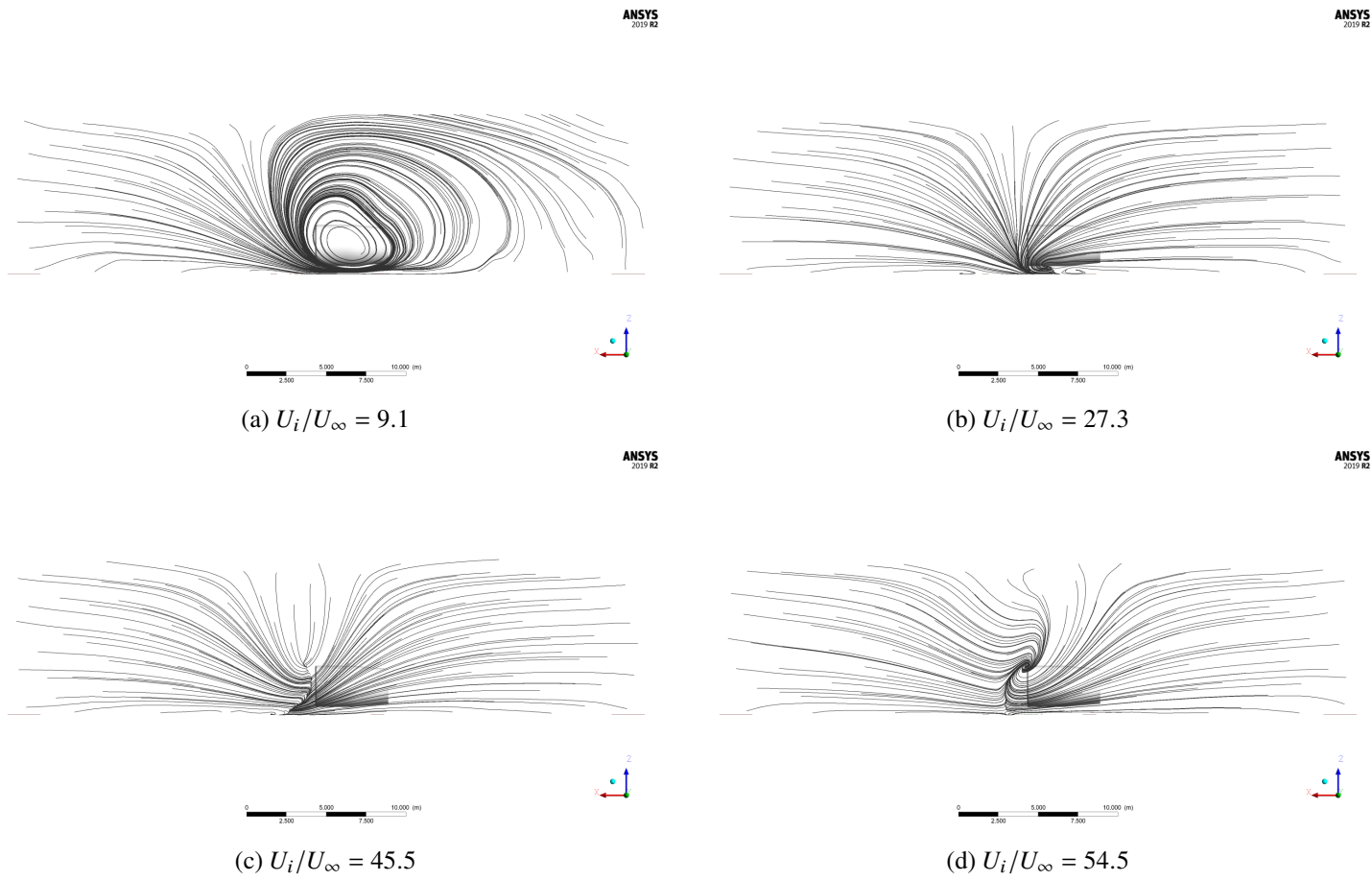


Figura 6.7: Linhas de escoamento bidimensionais no plano  $Y = 5 \text{ m}$  para o modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable*.

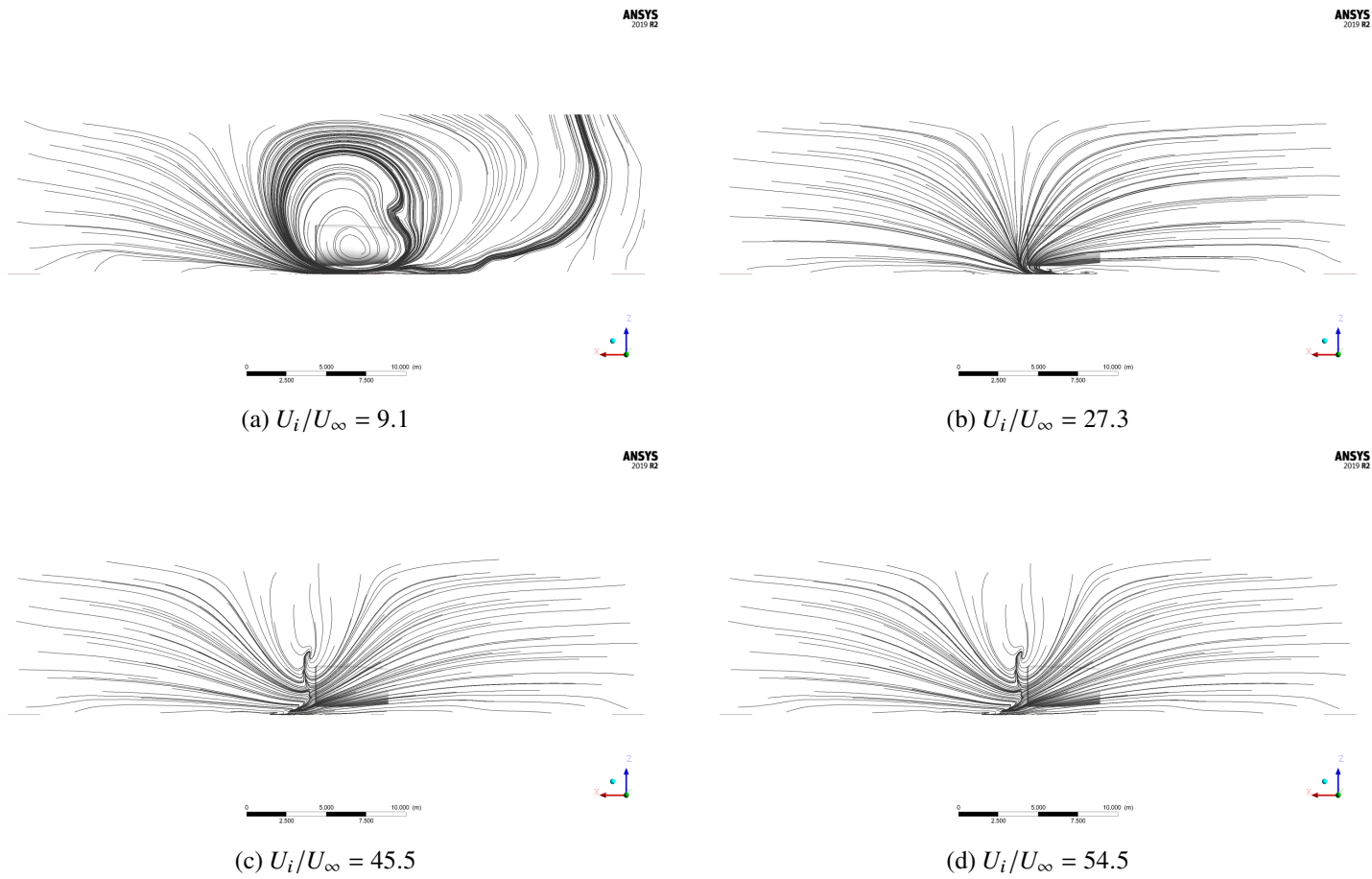


Figura 6.8: Linhas de escoamento bidimensionais no plano  $Y = 5 \text{ m}$  para o modelo  $k - \omega$  SST.



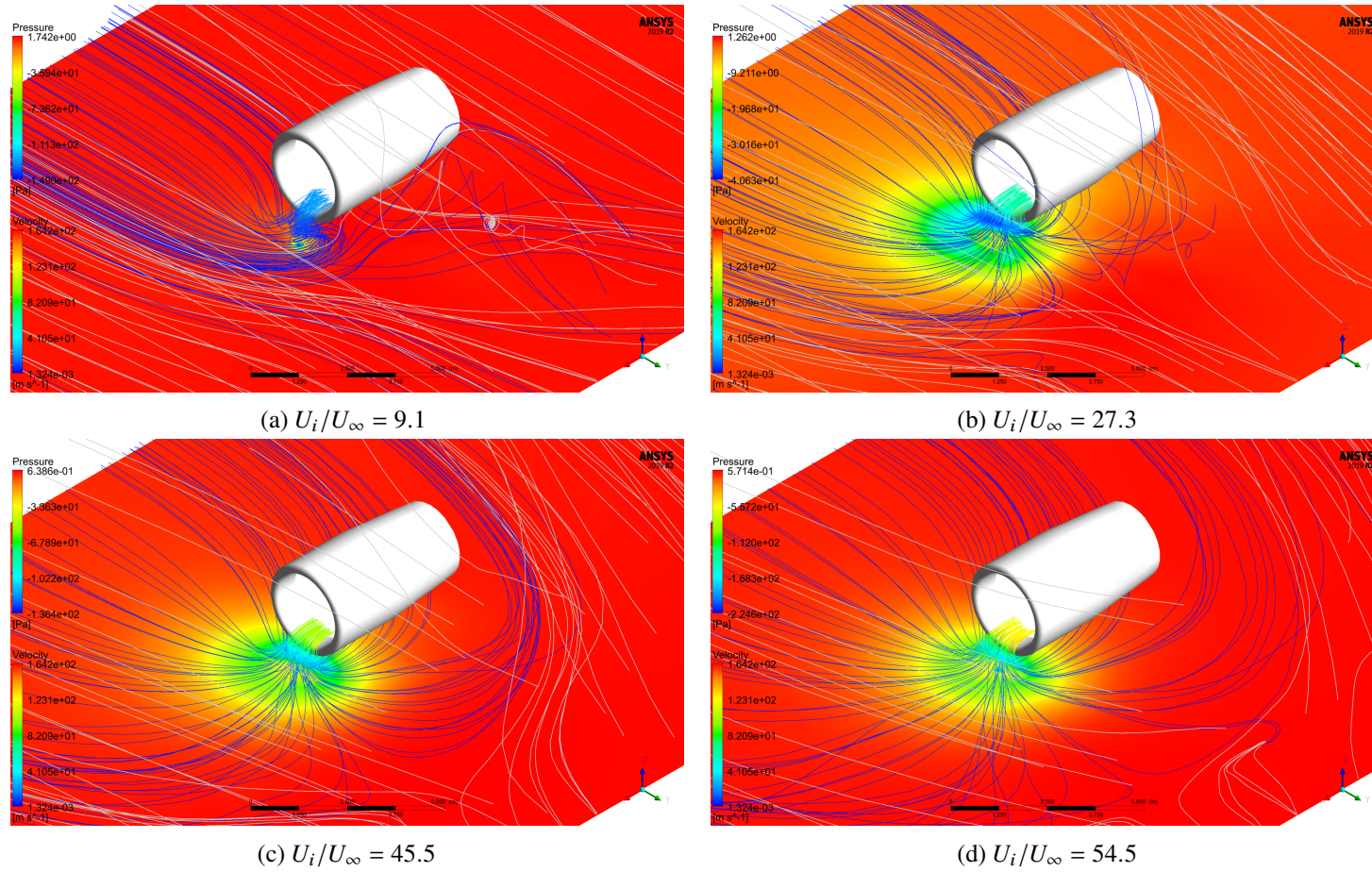


Figura 6.9: Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se escoia para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo  $k - \varepsilon$  Realizable.



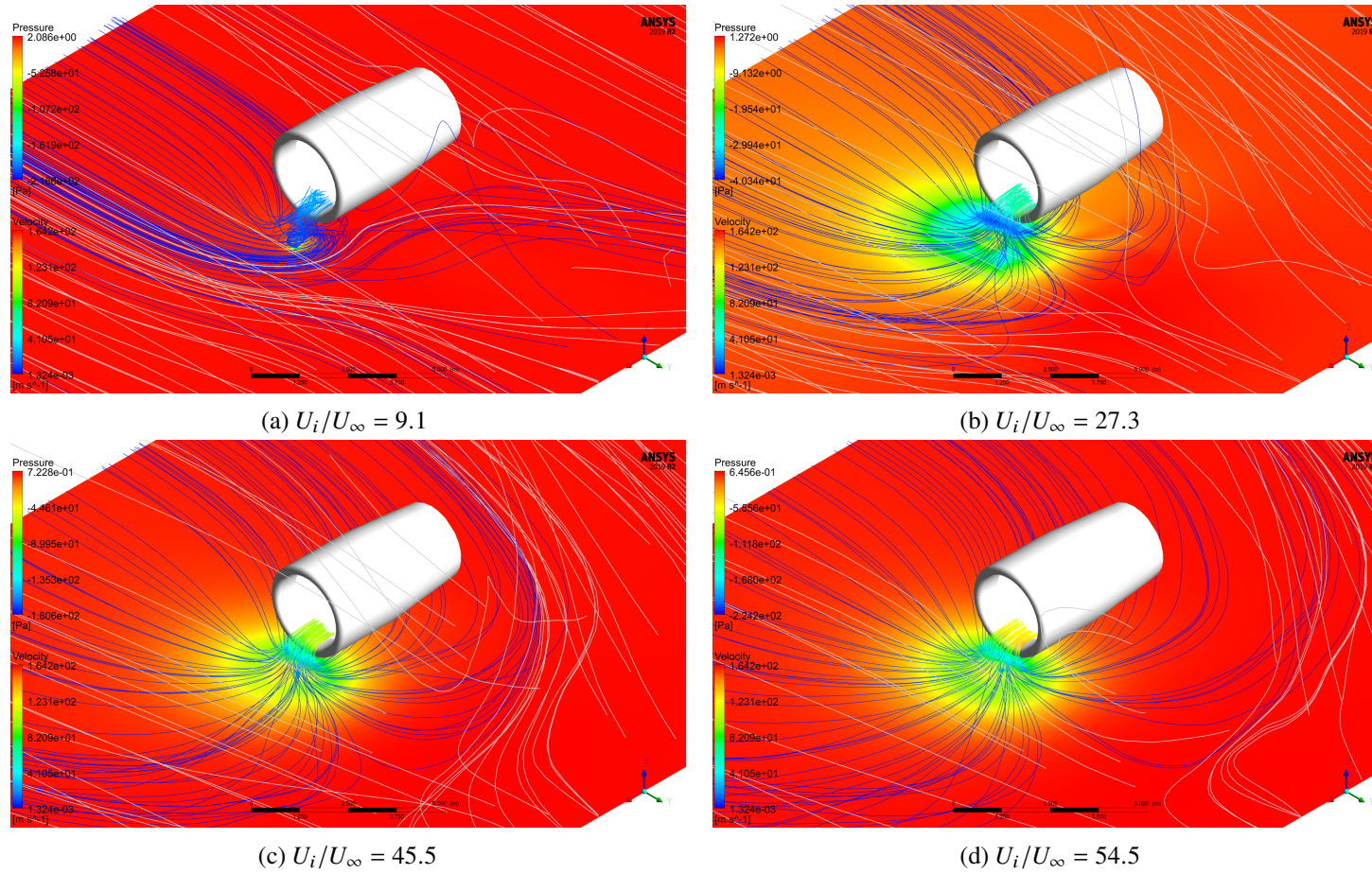


Figura 6.10: Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se esco para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo  $k - \omega$  SST.

Verificou-se que para a altura adimensional  $h/D_i = 0.9$ , surgiu pelo menos um vórtice de solo para cada uma das quatro razões de velocidades estudadas, confirmando a previsão da correlação apresentada na Figura 5.2.

De um modo geral, observou-se que os resultados do modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable* e do modelo  $k - \omega$  SST são muito similares, tendo ambos modelado de forma idêntica estes fenômenos vorticosos.

Ao observar as *iso-surfaces* da vorticidade (Figuras 6.3 e 6.4), verificou-se que para razões  $U_i/U_\infty$  reduzidas surgiu apenas um vórtice de solo enquanto para razões  $U_i/U_\infty$  mais elevadas, surgiu pelo menos um vórtice adicional na região próxima do bordo inferior da *inlet* do motor, de eixo paralelo ao eixo axial do motor, formando com o primeiro um par de vórtices contrarrotativos, cuja representação dos seus sentidos de rotação não consta deste trabalho para preservar a sua sucintez.

Para a razão  $U_i/U_\infty = 54.5$ , o escoamento nesta região é significativamente mais complexo do que nas restantes razões (Figuras 6.3d e 6.4d), tendo-se observado no ANSYS CFD Post o surgimento de dois pares de vórtices contrarrotativos. Este é um fenômeno transicional, sobretudo entre as configurações de ausência de vento e de vento frontal, que foi mencionado por Murphy (2008) e que consiste na inversão do sentido de rotação dos vórtices contrarrotativos próximos da face da *fan* com o progressivo aumento de  $U_i/U_\infty$  (Figura 2.14).

Nas situações anteriores, verificou-se que um dos vórtices apresenta maior intensidade que os restantes, sendo este provavelmente, segundo Manquinho (2017), o responsável pelos restantes vórtices dado este interagir diretamente com o vento cruzado, originando um outro vórtice contrarrotativo e, posteriormente e momentaneamente, um par de vórtices contrarrotativos a sotavento do vórtice mais intenso.

Da observação dos vetores de velocidade no plano próximo do solo apresentados nas Figuras 6.5 e 6.6, conclui-se que existiu uma inversão no sentido de rotação do vórtice de solo entre as razões de velocidade  $U_i/U_\infty = 27.3$  e  $U_i/U_\infty = 45.5$ , algo que pode ser correlacionado com a inversão dos vórtices contrarrotativos previamente mencionada.

Adicionalmente, verificou-se o surgimento de vórtices adicionais, nomeadamente os *trailing vortices*, evidenciando a sua complementaridade com o surgimento dos vórtices de solo. Verificou-se que a sua ocorrência é mais facilmente identificada para razões de velocidades reduzidas, nomeadamente para a razão  $U_i/U_\infty = 9.1$  (Figuras 6.9a e 6.10a). Nesta situação, observou-se (mais nitidamente no modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable*) que surge um *trailing vortex* composto por dois escoamentos aproximadamente concêntricos, um exterior que escoia para sotavento do motor e um interior que é aspirado pelo motor, como foi apontado por Trapp e Girardi (2012) no seu estudo.

Como se observa nas Figuras 6.7 e 6.8, a dimensão do *trailing vortex* é aproximadamente semelhante ao diâmetro exterior da *nacelle*,  $D$ , como se previa de acordo com o Capítulo 2.6.3, tendo-se observado igualmente que para razões de velocidades superiores, a dimensão dos núcleos destes vórtices diminuiu e a sua localização oscilou, sendo a sua visualização através de linhas de escoamento tridimensionais praticamente impossibilitada nas Figuras 6.9 e 6.10.

## 6.4 Caso de Estudo $h/D_i = 1.1$

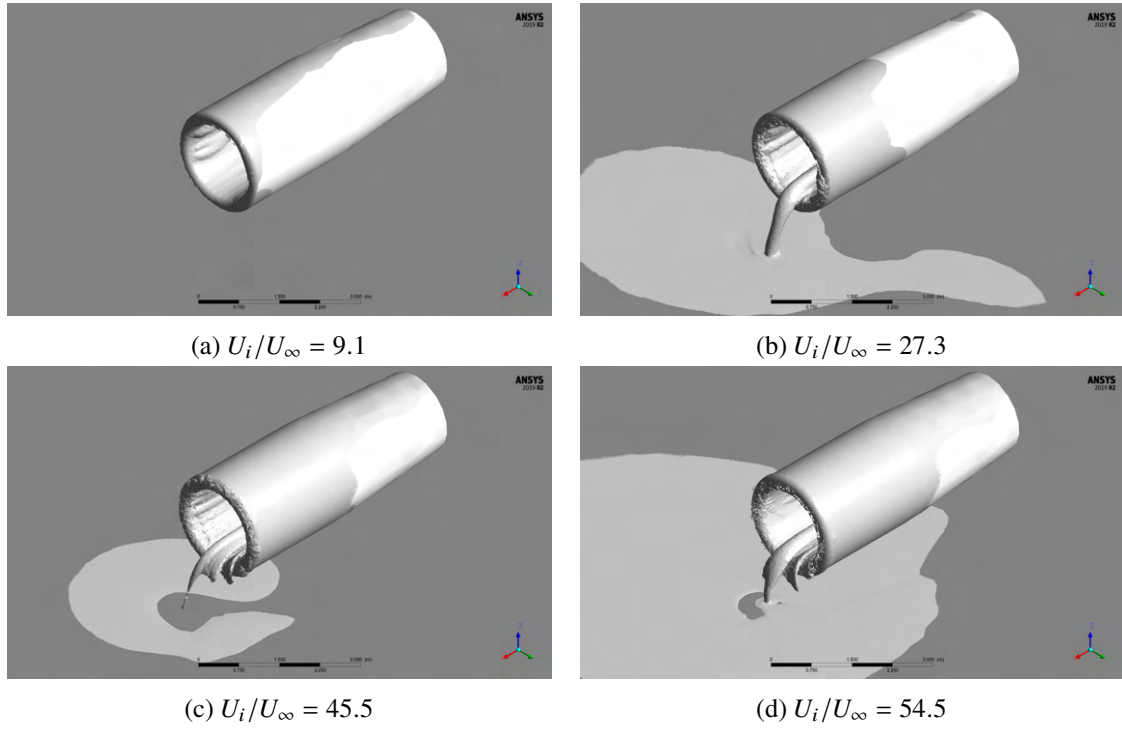


Figura 6.11: *Iso-surface* da vorticidade com intensidade  $100 \text{ s}^{-1}$  para o modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable*.

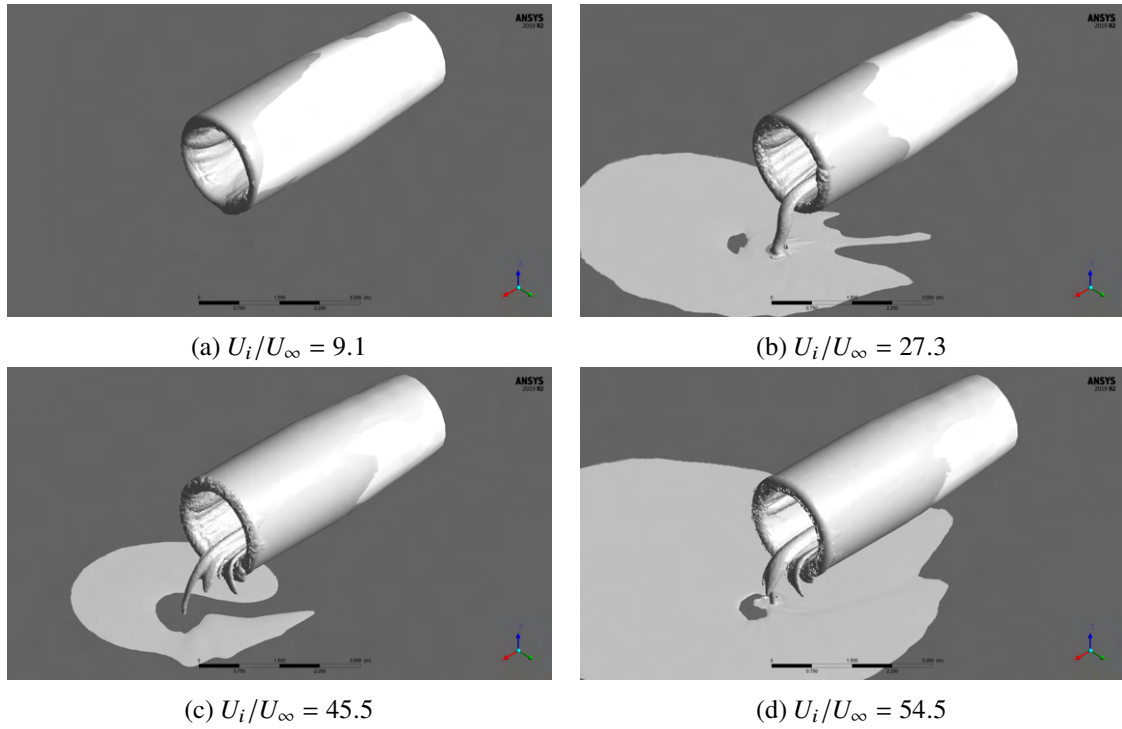


Figura 6.12: *Iso-surface* da vorticidade com intensidade  $100 \text{ s}^{-1}$  para o modelo  $k - \omega$  SST.

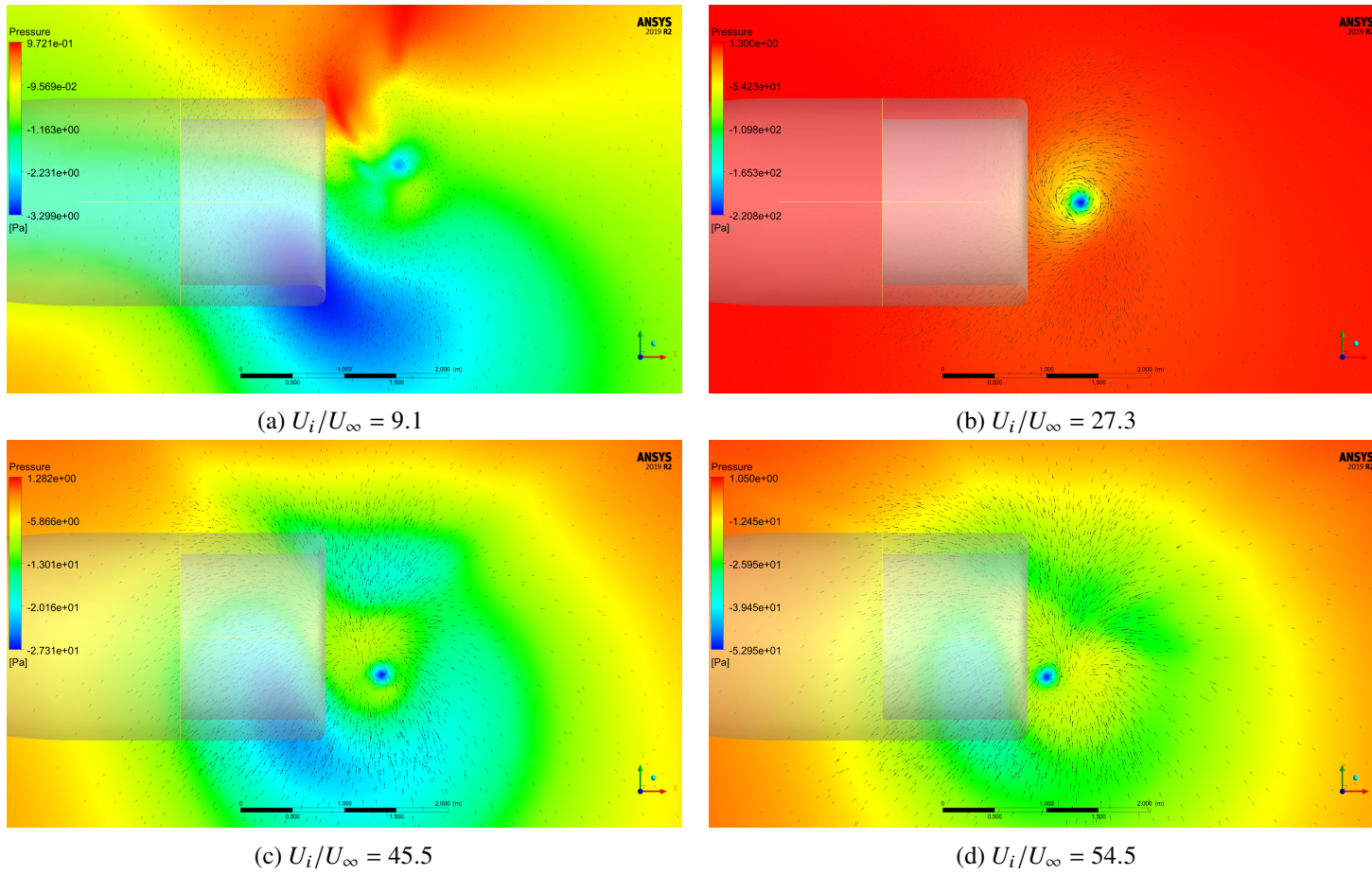


Figura 6.13: Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -1.67 \text{ m}$ ) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -1.80 \text{ m}$ ) para o modelo  $k - \varepsilon$  Realizable.

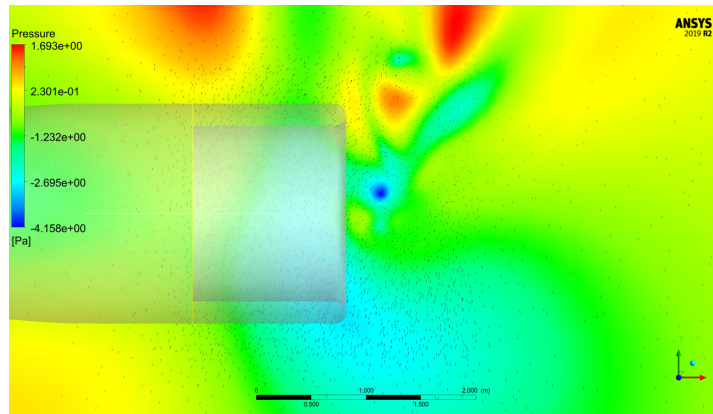
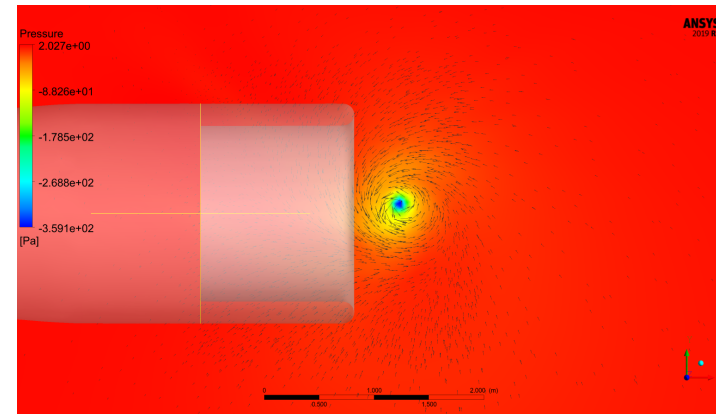
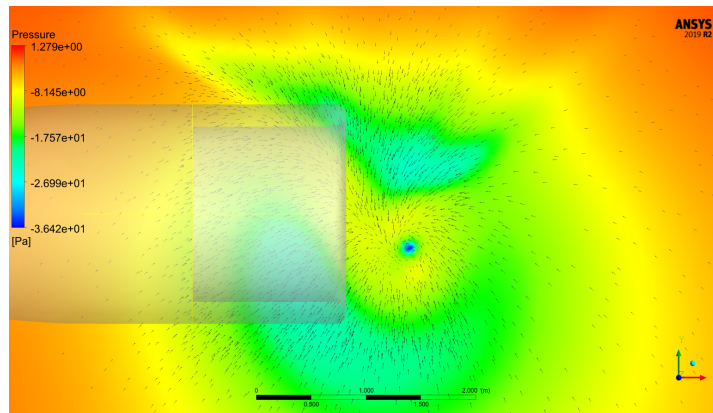
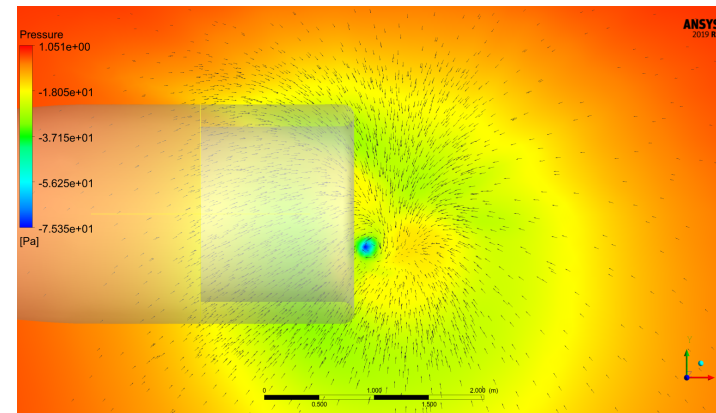
(a)  $U_i/U_\infty = 9.1$ (b)  $U_i/U_\infty = 27.3$ (c)  $U_i/U_\infty = 45.5$ (d)  $U_i/U_\infty = 54.5$ 

Figura 6.14: Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -1.67 \text{ m}$ ) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -1.80 \text{ m}$ ) para o modelo  $k - \omega$  SST.



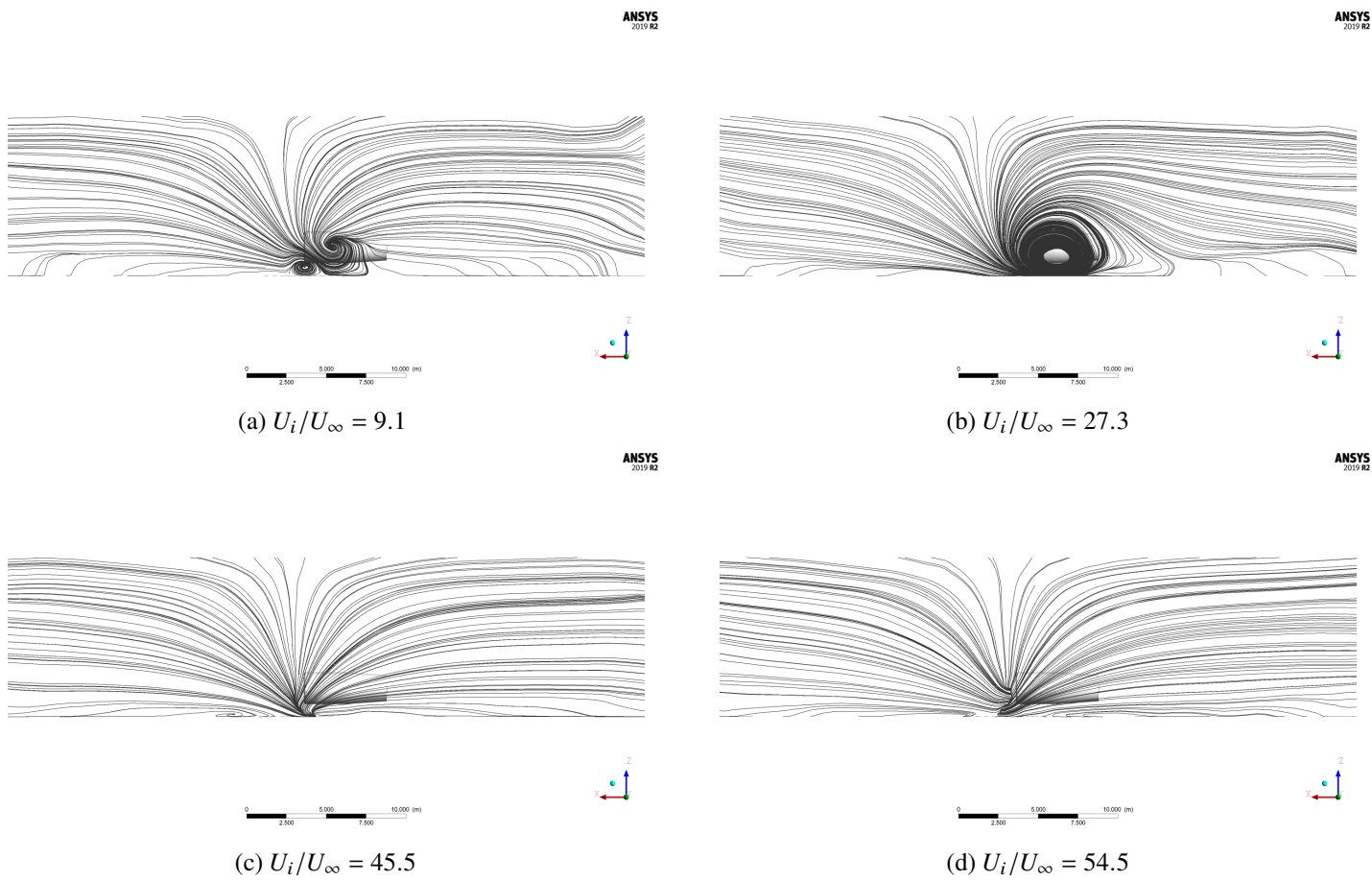


Figura 6.15: Linhas de escoamento bidimensionais no plano  $Y = 5 \text{ m}$  para o modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable*.

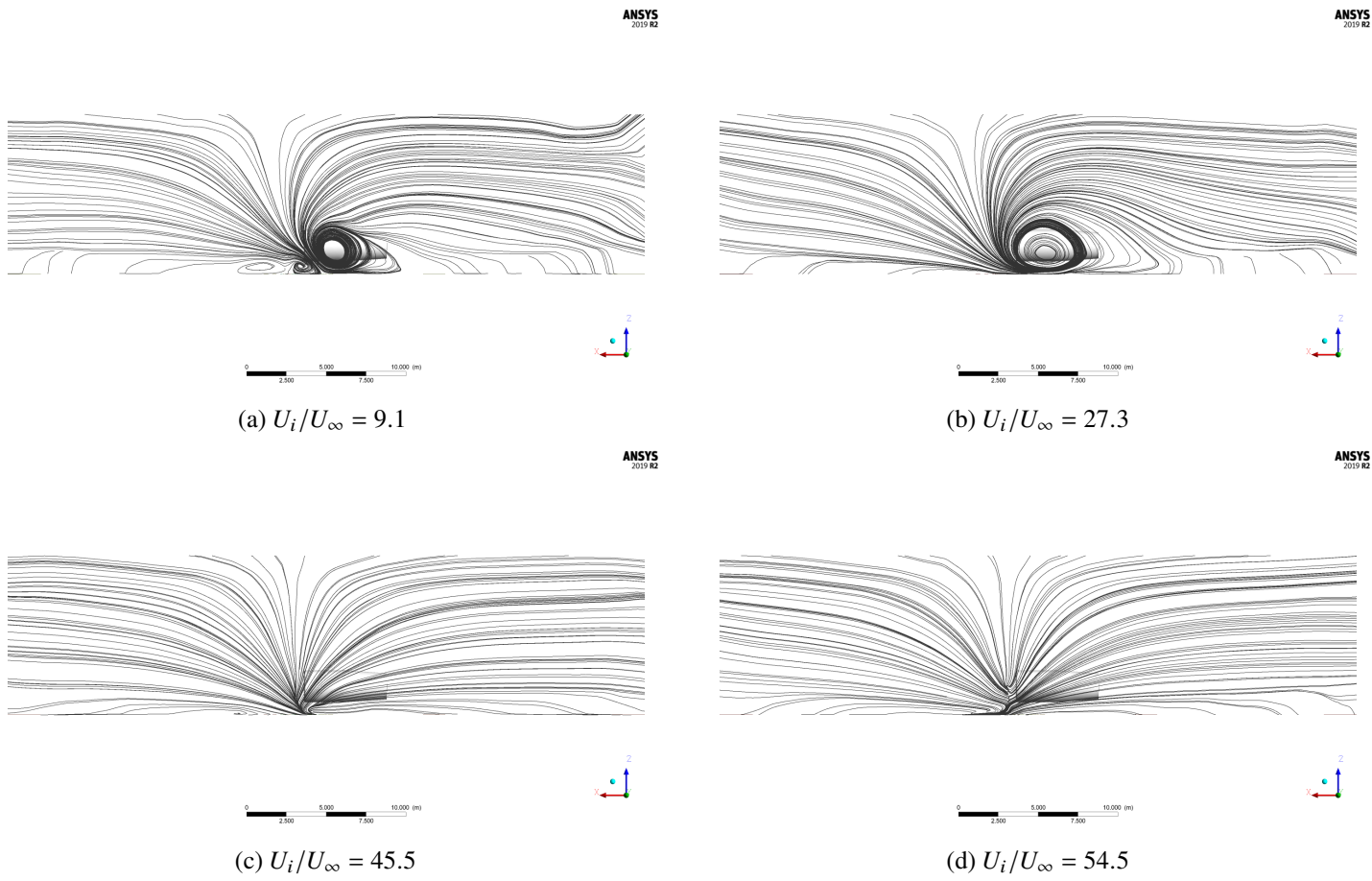


Figura 6.16: Linhas de escoamento bidimensionais no plano  $Y = 5 \text{ m}$  para o modelo  $k - \omega$  SST.

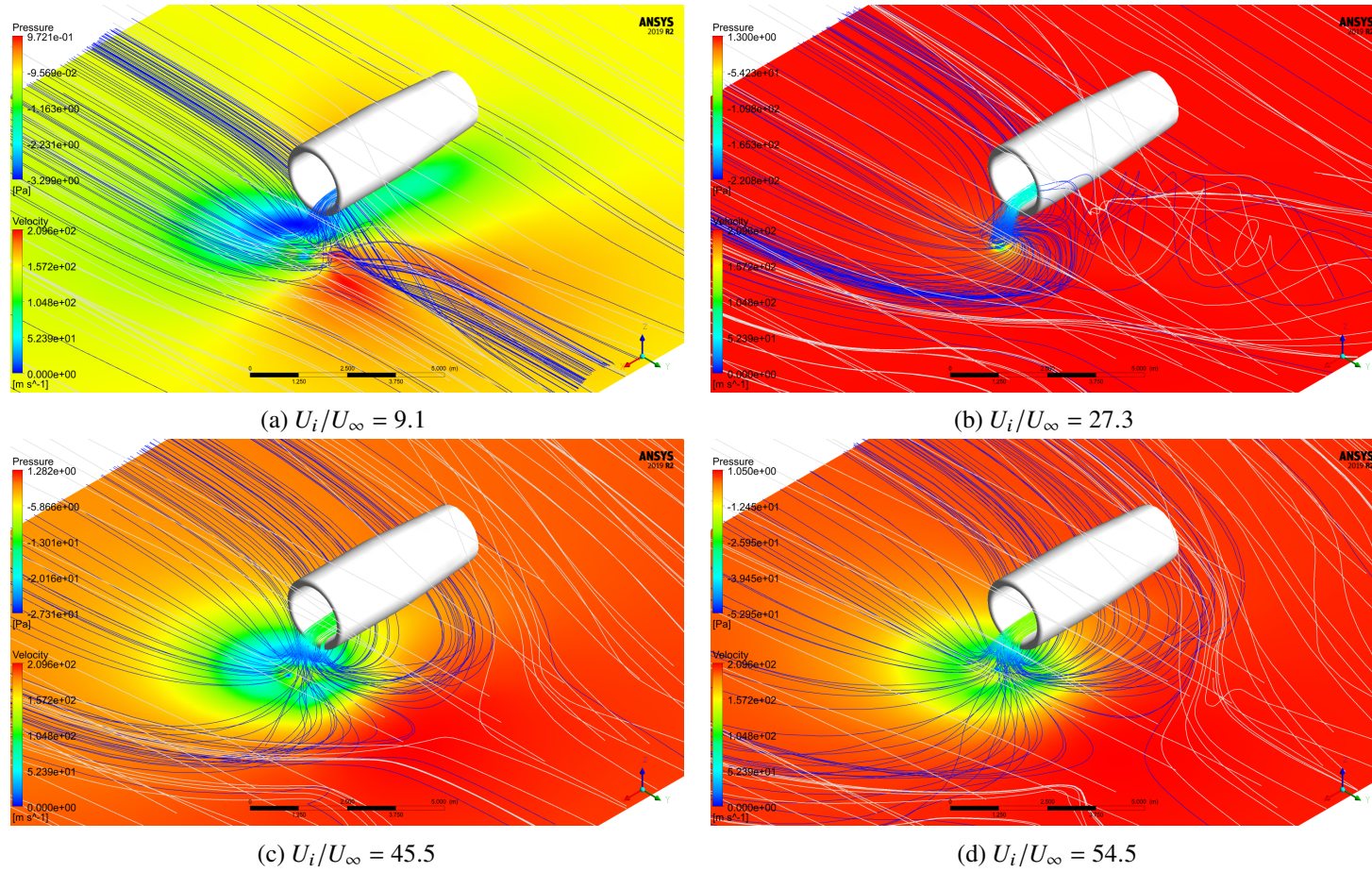


Figura 6.17: Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se esco para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo  $k - \varepsilon$  Realizable.



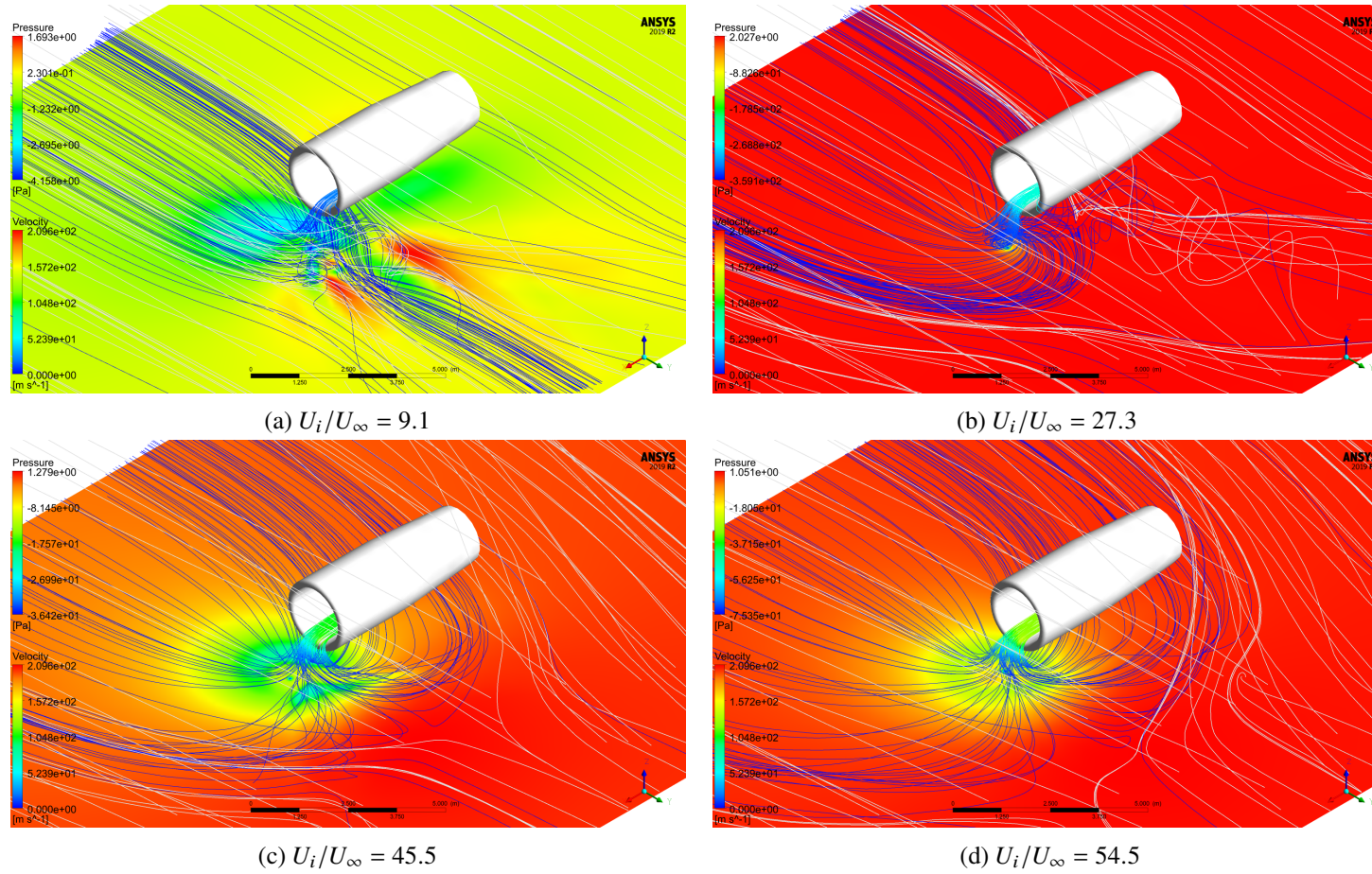


Figura 6.18: Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se esco para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo  $k - \omega$  SST.

No caso  $h/D_i = 1.1$ , recorreu-se a um motor à mesma altura  $h$  do primeiro caso mas com um diâmetro  $D_i$  inferior, aumentando assim a sua altura adimensional. Nos resultados deste caso, não se verificou a ocorrência de qualquer vórtice de solo para a razão  $U_i/U_\infty = 9.1$ , ao contrário do sucedido nas restantes razões de velocidades estudadas, confirmando novamente a previsão da correlação da Figura 5.2.

As conclusões referente aos modelos de turbulência e à análise das *iso-surfaces* da vorticidade deste caso são semelhantes às do caso anterior (Capítulo 6.3) e observou-se que a intensidade dos vórtices de solo em ambos os casos é idêntica.

Para a razão de velocidades  $U_i/U_\infty = 9.1$ , surgiu uma região de baixas pressões a montante da *nacelle* no solo (Figuras 6.13a e 6.14a) onde é possível identificar igualmente uma pequena região de pressão mínima característica de um núcleo de um vórtice de solo, verificando-se assim a iminência da formação de um vórtice de solo nesta situação.

Atentando aos vetores de velocidade no plano próximo do solo nas Figuras 6.13 e 6.14, notou-se que a inversão do sentido de rotação do vórtice de solo ocorreu em razões de velocidade superiores aos do caso  $h/D_i = 0.9$ , tendo esta ocorrido entre as razões de velocidade  $U_i/U_\infty = 45.5$  e  $U_i/U_\infty = 54.5$ .

Neste caso de estudo, para a razão  $U_i/U_\infty = 9.1$ , onde praticamente não surgiu nenhum vórtice de solo tridimensional, surgem dois *trailing vortices* contrarrotativos e de dimensões semelhantes (Figura 6.15a) e menores que o diâmetro exterior da *nacelle*,  $D$ , confirmando deste modo os resultados do estudo de De Siervi et al. (1982) mencionados no Capítulo 2.6.3. Nas simulações com o modelo SST, verificou-se que um destes vórtices apresenta dimensões consideravelmente superiores às do outro vórtice (Figura 6.16a) e surge ainda um vórtice adicional mais a montante da *nacelle*. Para razões de velocidade superiores, onde se identificou, no mínimo, um vórtice de solo, os *trailing vortices* apresentam um comportamento idêntico ao comportamento descrito para o caso  $h/D_i = 0.9$ .

Analisando as Figuras 6.17 e 6.18, observa-se que para a razão  $U_i/U_\infty = 9.1$  ocorre uma aspiração parcial do escoamento cruzado próximo do solo e que o escoamento que é aspirado para o interior do motor está na iminência de originar um vórtice de solo, enquanto o escoamento que não é captado pelo motor escoava para sotavento do mesmo, originando um dos *trailing vortices* mencionados previamente. Para razões  $U_i/U_\infty$  mais elevadas, a análise das linhas de escoamento tridimensionais é idêntica à do caso  $h/D_i = 0.9$ , sendo possível observar mais nitidamente o surgimento de um *trailing vortex* composto por dois escoamentos aproximadamente concêntricos nas simulações da razão  $U_i/U_\infty = 27.3$  (Figuras 6.17b e 6.18b).

## 6.5 Caso de Estudo $h/D_i = 2.5$

Este caso de estudo consistiu no incremento da altura do motor utilizado no caso de estudo  $h/D_i = 1.1$ . Dado ter-se optado por utilizar uma malha mais refinada do que nos dois casos de estudo anteriores (como se mencionou no Capítulo 5.3.6) e após a observação das semelhanças entre os resultados dos dois modelos de turbulência utilizados nesses casos, decidiu-se realizar as simulações deste novo caso de estudo apenas para o modelo de turbulência  $k - \varepsilon$  *Realizable*, devido ao constrangimento temporal inculido neste estudo.

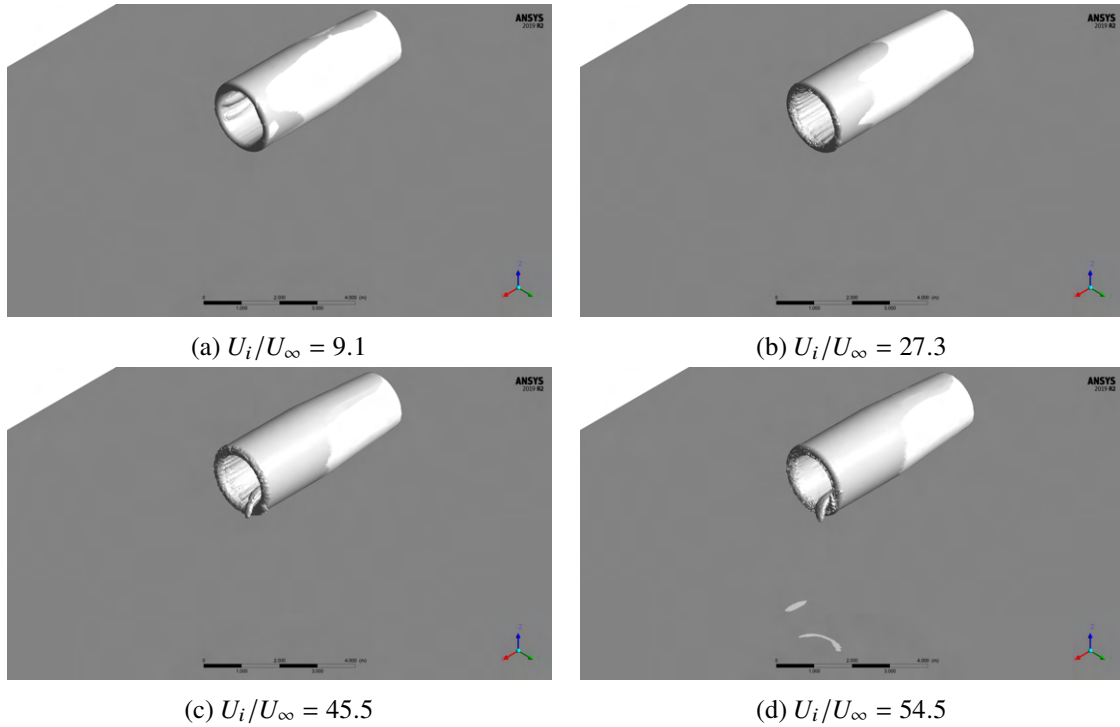


Figura 6.19: *Iso-surface* da vorticidade com intensidade  $100 \text{ s}^{-1}$  para o modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable*.

Analisando a Figura 6.19, verifica-se que apenas surgiram estruturas vorticosas para as razões de velocidade  $U_i/U_\infty = 45.5$  e  $U_i/U_\infty = 54.5$  e, comparativamente com os casos  $h/D_i = 0.9$  e  $h/D_i = 1.1$ , a intensidade dos vórtices formados é significativamente menor. Confirma-se assim, novamente, a previsão da correlação da Figura 5.2 e conclui-se que o aumento de  $h/D_i$  está associado a uma diminuição da intensidade dos vórtices de solo.

Para as razões de velocidades  $U_i/U_\infty = 9.1$  e  $U_i/U_\infty = 27.3$ , surgiu uma região de pressão menor no solo a montante da *nacelle* e entre esta e o plano do escoamento cruzado (parcialmente visíveis nas Figuras 6.20a e 6.20b), correspondendo esta a uma maior aspiração do motor, contudo, sem se formar qualquer vórtice de solo. Nas restantes situações, para razões de velocidades superiores, surgiu pelo menos um vórtice de solo em cada configuração e, analogamente ao caso  $h/D_i = 1.1$ , ocorreu uma inversão do seu sentido de rotação entre as razões de velocidade  $U_i/U_\infty = 45.5$  e  $U_i/U_\infty = 54.5$  (Figuras 6.20c e 6.20d).

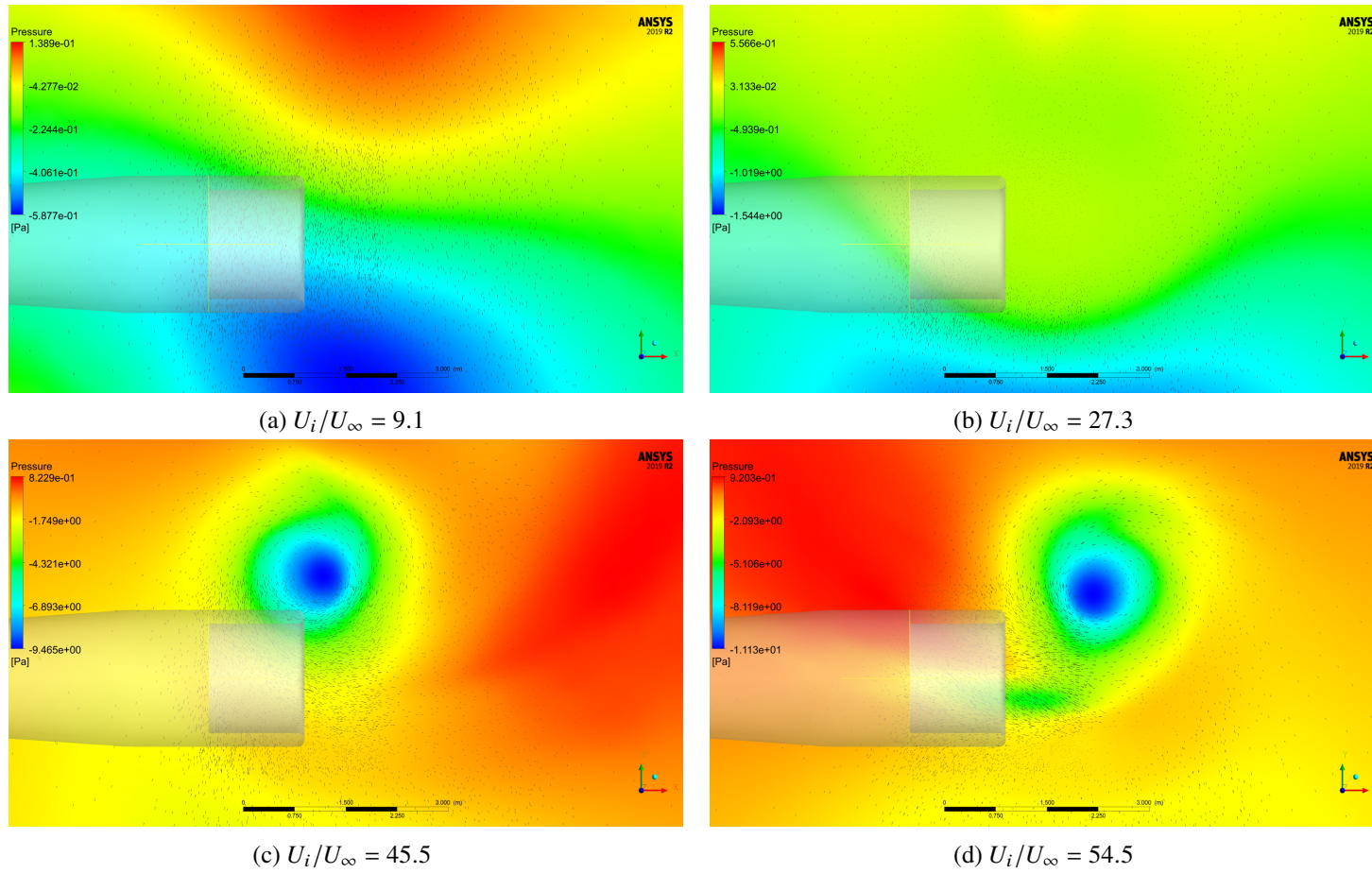


Figura 6.20: Vetores de velocidade do escoamento no plano próximo do solo ( $Z_{Plano} = -3.87 \text{ m}$ ) e distribuição da pressão local no plano do solo ( $Z_{Solo} = -4.00 \text{ m}$ ) para o modelo  $k - \varepsilon$  Realizable.

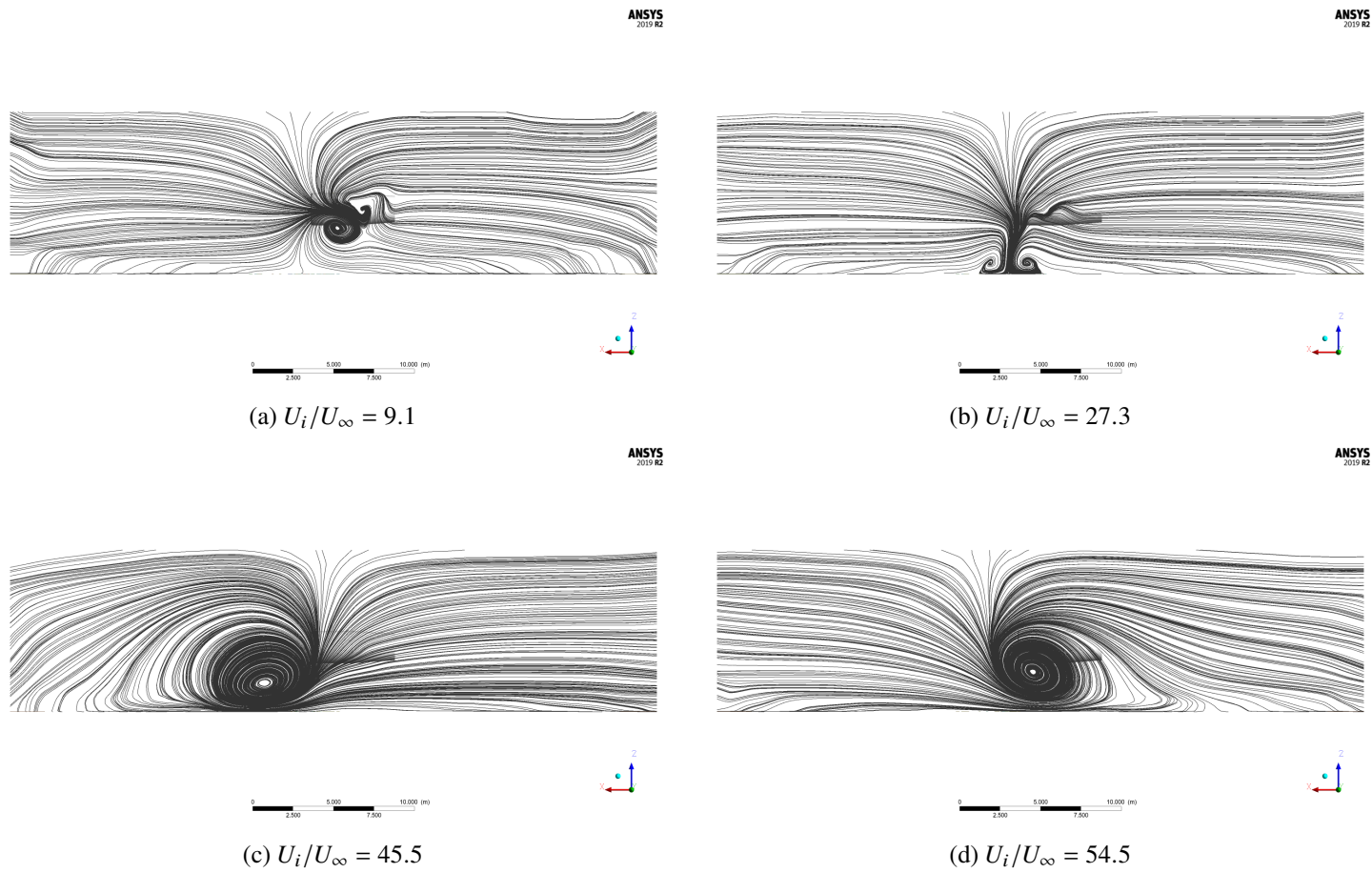


Figura 6.21: Linhas de escoamento bidimensionais no plano  $Y = 5 \text{ m}$  para o modelo  $k - \varepsilon$  *Realizable*.



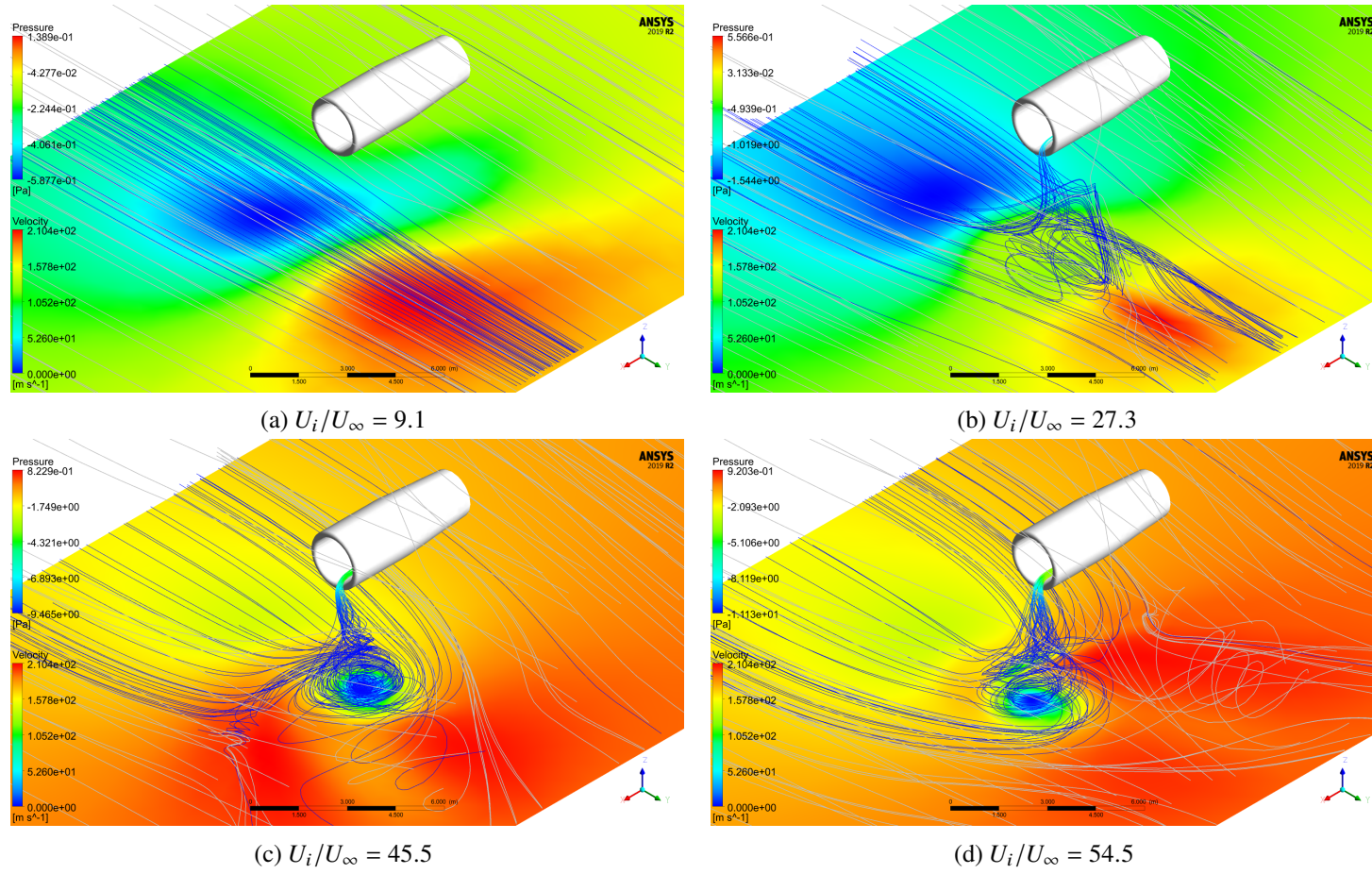


Figura 6.22: Linhas de escoamento tridimensionais em termos de velocidade do escoamento aspirado e do escoamento que se esco para sotavento (linhas a branco) e distribuição da pressão local no solo para o modelo  $k - \varepsilon$  Realizable.

Nas duas situações em que não surgiu nenhum vórtice de solo tridimensional (razões  $U_i/U_\infty = 9.1$  e  $U_i/U_\infty = 27.3$ ), verifica-se que surgiram dois *trailing vortices* contrarrotativos de dimensões semelhantes e menores que o diâmetro exterior da *nacelle*.

Nas simulações da razão  $U_i/U_\infty = 9.1$ , o comportamento observado dos vórtices é idêntico ao do caso de estudo  $h/D_i = 1.1$  para a mesma razão de velocidades. Para a razão  $U_i/U_\infty = 27.3$ , os *trailing vortices* apresentam características semelhantes, contudo a sua dimensão é menor, interagem com o plano do solo e a sua posição é próxima deste plano. Isto indica que a região de aspiração do motor interage com o solo nesta situação, ao contrário da situação  $U_i/U_\infty = 9.1$ , e que pelo menos um vórtice de solo estaria prestes a se formar derivado desta interação.

Para razões de velocidade superiores, surgiu pelo menos um vórtice de solo e um *trailing vortex* principal em cada situação, tendo este último vórtice uma dimensão aproximadamente idêntica ao diâmetro  $D$  da *nacelle*.

Na Figura 6.22, observa-se que para a razão  $U_i/U_\infty = 9.1$  não existe qualquer interação entre a região de aspiração do motor e o solo, permanecendo inalterado o escoamento de ar cruzado próximo do solo. Na situação da razão  $U_i/U_\infty = 27.3$ , verificou-se que surge um vórtice de entrada que é aspirado pelo motor, surgem recirculações perto do solo, e o escoamento que não é aspirado escoar para sotavento originando os dois *trailing vortices*.

Para as razões  $U_i/U_\infty = 45.5$  e  $U_i/U_\infty = 54.5$ , a região de aspiração do motor interage o suficiente com o solo para permitir a ocorrência de um vórtice de solo cujos núcleos apresentam diâmetros superiores na região próxima do solo e estão associados a uma vorticidade de menor intensidade, comparativamente com os casos anteriores.

Na Figura 6.22c, observa-se ainda que parte do escoamento próximo do solo que não é aspirado pelo motor escoar para sotavento originando um *trailing vortex*, não sendo este originado na superfície da *nacelle* do motor, ao contrário do *trailing vortex* observável na Figura 6.22d, representado a branco.

## 6.6 Discussão dos Resultados

Analisando os resultados anteriores, conclui-se que nos casos situados abaixo da reta limítrofe apresentada na Figura 5.2 (representados a azul) apenas uma pequena região do escoamento é afetada pela aspiração do motor e não ocorreu a formação de qualquer vórtice de solo. O escoamento essencialmente permaneceu alinhado com o escoamento cruzado.

Nos casos situados próximos deste limite, o escoamento é notoriamente mais complexo do que nos casos anteriores e verifica-se, de uma maneira geral, que a formação de vórtices de solo está na iminência de ocorrer devido ao facto da região de aspiração do motor estar na proximidade de uma interação com o solo.

Na região do gráfico acima da reta divisória, confirmou-se a existência de pelo menos um vórtice de solo nas configurações simuladas, resultado da interação da região de aspiração do motor com o solo, como se mencionou no Capítulo 2.2, e da interação do escoamento cruzado com o escoamento interno do motor, não estando estes associados à vorticidade da camada limite que existe próximo do solo.

Contudo, as correlações apresentadas no Capítulo 2.5 e nas quais o gráfico da Figura 5.2 se baseia, não permitem indicar o número de vórtices que surgem nas proximidades de um motor, servindo assim, essencialmente e apenas, para prever a ocorrência de um vórtice de solo principal, algo previamente mencionado por Manquinho (2017).

Concluiu-se que a variação de  $h/D_i$  e/ou de  $U_i/U_\infty$  afeta a posição, o sentido de rotação e a dimensão do núcleo das estruturas vorticiosas. Para alturas adimensionais e razões de velocidades superiores, os vórtices de solo apresentam um diâmetro superior na região próxima do solo, uma estrutura tridimensional complexa, maior e oscilatória e uma vorticidade de menor intensidade quando comparados com os vórtices de alturas adimensionais menores.

Analisando as distribuições de pressão no solo, verifica-se que para uma região maior de pressão local negativa no solo, geralmente mais complexo é o campo de escoamento e a suscetibilidade de ocorrer um maior número de vórtices é fomentada, estando uma pressão menor associada a uma maior aspiração por parte do motor. Devido a isto, e ao facto de os núcleos dos vórtices de solo serem caracterizados por apresentarem uma região de pressão menor, constata-se que existe uma maior possibilidade de ocorrência de FOD na presença destes vórtices.

Na Tabela 6.1 é apresentado um quadro síntese do número total de vórtices observados nos resultados das simulações efetuadas.

Tabela 6.1: Síntese do número de vórtices tridimensionais e bidimensionais observados nas simulações efetuadas.

Motor	$h/D_i$	$U_i/U_\infty$	Modelo	Nº de Vórtices		
				3D (ao longo do domínio)	2D (no plano próx. do solo)	2D (no plano $Y = 5$ m)
PW 1100G	0.9	9.1	RKE	2	1	1
			SST	3	2	2
		27.3	RKE	4	1	3
			SST	3	1	3
		45.5	RKE	3	1	1
			SST	4	1	2
		54.5	RKE	4	1	1
			SST	5	1	1
		9.1	RKE	2	0	2
			SST	3	0	3
IAE V2500	1.1	27.3	RKE	3	1	1
			SST	3	1	1
		45.5	RKE	3	1	2
			SST	5	1	2
		54.5	RKE	5	1	2
			SST	5	1	1
		9.1	RKE	2	0	2
			RKE	3	0	2
		45.5	RKE	2	1	1
			RKE	3	1	1



## Capítulo 7

# Conclusão

Esta dissertação teve como principal objetivo estudar, por meio do *software* de CFD comercial ANSYS Fluent 2019 R2, os regimes em que ocorrem vórtices de entrada a partir do solo junto a um motor de turbina de gás próximo do solo quando lhe é solicitado um aumento de potência na presença de um escoamento cruzado.

Com este intuito, foram apresentados três casos de estudo distintos para entender como a variação dos parâmetros adimensionais  $h/D_i$  e  $U_i/U_\infty$  influencia o surgimento de vórtices de solo, tendo-se concebido uma malha não estruturada para cada caso de estudo. As malhas foram analisadas do ponto de vista da sua qualidade e foram impostos valores de  $y^+$  nas superfícies sólidas no intervalo  $30 < y^+ < 300$ .

Recorreu-se aos modelos de turbulência  $k - \varepsilon$  *Realizable* e  $k - \omega$  SST para realizar todas as simulações numéricas, tendo sido apresentados e discutidos os seus resultados no Capítulo 6.

Os valores de  $y^+$  nas superfícies do solo e da *nacelle* do motor para o modelo SST não se revelaram os mais indicados para uma simulação numérica o mais precisa possível nestas regiões, sendo o valor alvo de  $y^+$  para este modelo  $y^+ \approx 1$  (ou  $y^+ < 5$ ). Refinou-se a malha nas regiões próximas dessas superfícies para melhorar os resultados da análise da Lei de Parede para este modelo, mas tal comprometeu consideravelmente a qualidade da malha, tendo-se optado assim por comprometer os valores do  $y^+$  nestas superfícies em detrimento de uma malha menos exigente do ponto de vista computacional e com melhor qualidade, evitando igualmente a geração de malhas adicionais com um refinamento superior para todas as configurações estudadas.

Adicionalmente, verificou-se que parte dos vórtices de solo observados, sobretudo no caso  $h/D_i = 2.5$ , ocorreram em zonas no exterior das regiões mais refinadas do domínio, podendo isto ter comprometido a precisão dos resultados obtidos. Esta ocorrência deveu-se à natureza instável dos vórtices para alturas adimensionais superiores e ao constrangimento temporal deste estudo para modificar convenientemente a malha computacional usada. Outro fator que influenciou os resultados, sobretudo em termos da localização dos núcleos dos vórtices no solo, consiste na variação do comprimento  $L_i$  entre o bordo da *inlet* e a face da *fan* nas duas *nacelles* modeladas.

Nesta dissertação foi feita uma análise maioritariamente qualitativa dos fenómenos em estudo, não tendo sido feita uma validação quantitativa e precisa dos resultados obtidos. Isto prendeu-se com a inexistência de estudos na literatura realizados exatamente nas mesmas condições que as

deste estudo, nomeadamente com um escoamento cruzado irrotacional, em regime estacionário, incompressível e com a modelação tridimensional das *nacelles* consideradas, de acordo com o conhecimento do autor.

Para além das conclusões enunciadas no Capítulo 6, concluiu-se que o mapa de formação de vórtices elaborado com base em estudos prévios apresentado no Capítulo 2.5 não permite estimar o número de vórtices que surgem nem a natureza da sua formação, apesar de prever a ocorrência ou não dos vórtices de solo principais.

Verificou-se igualmente a ocorrência de vórtices contrarrotativos junto à face da *fan* em diversas situações, possivelmente originados pelo vórtice de solo principal e que cujos sentidos de rotação parecem depender do sentido de rotação deste último vórtice, podendo estes pares de vórtices estar na origem da maioria das distorções do escoamento nesta região do motor para razões de velocidades mais elevadas (sensivelmente para  $U_i/U_\infty > 40$ ).

Em suma, os resultados deste estudo serviram de confirmação dos resultados de estudos prévios podendo concluir-se que o fenómeno de ocorrência de vórtices de solo é significativamente instável, fomenta o surgimento de vórtices adicionais e está diretamente associado à interação da região de aspiração com uma superfície sólida, às características do escoamento ambiente, à separação do escoamento na superfície das *nacelles* e a possíveis fatores externos adicionais.

## 7.1 Propostas de Trabalhos Futuros

Esta dissertação consistiu numa análise simplificada da formação de vórtices de solo, um fenómeno instável e dependente do tempo. Deste modo, é imperativo realizar uma análise numérica complexa deste fenómeno de modo a descrever com maior precisão o comportamento dos escoamentos envolvidos. Neste sentido, é recomendada a elaboração dos seguintes trabalhos futuros: (i) a realização de um estudo semelhante em regime transiente, com um escoamento compressível na entrada de ar do motor, com uma malha mais refinada e com valores de  $y^+ \approx 1$ , minimizando assim as simplificações consideradas neste estudo e recorrer a estudos prévios para a sua validação; (ii) a realização de um estudo semelhante com modelos de turbulência distintos dos utilizados neste trabalho de modo a comparar os resultados existentes com os que se obterão; (iii) a simulação em condições semelhantes para razões adimensionais distintas das consideradas neste trabalho; (iv) a realização de um estudo semelhante em que seja simulada, adicionalmente, a saída de gases de um motor a turbina de gás, de modo a estudar uma possível influência destes na formação de vórtices; (v) a elaboração de uma análise semelhante para modelos de *nacelles* de motores a uma escala reduzida e, posteriormente ou simultaneamente, a realização de uma investigação experimental em túnel de vento com modelos reais idênticos aos utilizados no estudo em CFD, com o intuito de comparar os resultados obtidos.

# Bibliografia

- Airbus S.A.S. (2017). A320/A320NEO Aircraft Characteristics - Airport and Maintenance Planning.
- ANSYS *Fluent Theory Guide* (Vol. 15317). (2013).
- ANSYS *Fluent User's Guide* (Vol. 15317). (2018).
- Barata, J., Manquinho, P. & Silva, A. (2010). A Comparison of Different Gas Turbine Engines Ground Vortex Flows, Em *46th aiaa/asme/sae/asee joint propulsion conference & exhibit 25 - 28 july 2010, nashville, tn*. <https://doi.org/10.2514/6.2010-7116>
- Barata, J., Manquinho, P. & Silva, A. (2012). Identification of Gas Turbine Ground Vortex Formation Regimes. *International Review of Aerospace Engineering (I.RE.AS.E)*, (Vol. 5, N. 4), 176–185. <https://doi.org/10.2514/6.2012-600>
- Bardina, J. E., Huang, P. G. & Coakley, T. J. (1997). Turbulence Modeling Validation, Testing, and Development. *NASA Technical Memorandum*. <https://doi.org/10.2514/6.1997-2121>
- Blocken, B., Stathopoulos, T. & Carmeliet, J. (2007). CFD simulation of the atmospheric boundary layer: wall function problems. *Atmospheric Environment*, 41(2), 238–252. <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2006.08.019>
- Brix, S., Neuwerth, G. & Jacob, D. (2000). The inlet-vortex system of jet engines operating near the ground, Em *18th applied aerodynamics conference*. <https://doi.org/10.2514/6.2000-3998>
- Castro, I. P. & Graham, J. M. R. (1999). Numerical wind engineering: The way ahead? *Proceedings of the Institution of Civil Engineers: Structures and Buildings*, 134(3), 275–277. <https://doi.org/10.1680/istbu.1999.31569>
- Cengel, Y. A. & Cimbala, J. M. (2014). *Fluid Mechanics: Fundamentals and Applications* (4th). McGraw-Hill Higher Education.
- Cox, P. O. & William, J. (1969). Pod for a gas turbine engine. <https://doi.org/10.1145/178951.178972>
- De Siervi, F., Viguiet, H. C., Greitzer, E. M. & Tan, C. S. (1982). Mechanisms of inlet-vortex formation. *Journal of Fluid Mechanics*. <https://doi.org/10.1017/S0022112082002456>
- Franke, J., Hirsch, C., Jensen, A. G., Krus, H. W., Schatzmann, P. S., Miles, S. D., Wisse, J. A. & Wright, N. G. (2004). Recommendations on the use of CFD in wind engineering. *COST Action C14: Impact of Wind and Storm on City Life and Urban Environment*, (January).
- Glenny, D. E. & Pyestock, N. G. T. E. (1970). Ingestion of Debris into Intakes by Vortex Action. *Aeronautical Research Council, CP No. 111*.

- Green, S. (1995). *Fluid Vortices: Fluid Mechanics and Its Applications* (Beverley & S. Green, Eds.; 1ª ed.).
- Horvath, N. (2013). *Inlet Vortex Formation Under Crosswind Conditions* (rel. téc. September).
- Hünecke, K. (1997). *Jet Engines: Fundamentals of Theory, Design, and Operation*.
- Jermy, M. & Ho, W. H. (2008). Location of the vortex formation threshold at suction inlets near ground planes by computational fluid dynamics simulation. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*. <https://doi.org/10.1243/09544100JAERO265>
- Johns, C. J. (2002). The aircraft engine inlet vortex problem, Em *Aiaa's aircraft technology, integration, and operations (atio) 2002 technical forum*. <https://doi.org/10.2514/6.2002-5894>
- Klein, H. J. (1959). Vortex inhibitor for aircraft jet engines.
- Kundu, P., Cohen, I. & Dowling, D. (2012). *Fluid Mechanics* (5th). Academic Press. <https://doi.org/10.1016/C2009-0-63410-3>
- Launder, B. E. & Sharma, B. I. (1974). Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1(2), 131–137. [https://doi.org/10.1016/0094-4548\(74\)90150-7](https://doi.org/10.1016/0094-4548(74)90150-7)
- Leishman, J. G. (2006). *Principles of Helicopter Aerodynamics*. Cambridge University Press.
- Liu, W., Greitzer, E. M. & Tan, C. S. (1985). Surface static pressures in an inlet vortex flow field. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. <https://doi.org/10.1115/1.3239738>
- Maneta, A. (2009). *Numerical Study of Ground Vortex Formation* (rel. téc.). Universidade da Beira Interior.
- Manquinho, P. (2010). *A Comparison of Different Gas Turbine Engines Ground Vortex Flows* (rel. téc.). Universidade da Beira Interior. <https://doi.org/10.2514/6.2010-7116>
- Manquinho, P. (2017). *Gas Turbine Engines Ground Vortex Flows* (tese de doutoramento). Universidade da Beira Interior.
- Mattingly, J. D., Heiser, W. H. & Pratt, D. T. (2002). *Aircraft Engine Design* (2nd). <https://doi.org/10.2514/4.861444>
- Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8), 1598–1605. <https://doi.org/10.2514/3.12149>
- Motycka, D. (1976). Ground Vortex-Limit to Engine/Reverser Operation, (April 1976), 258–263. <https://doi.org/10.1115/1.3446157>
- Motycka, D. & Walter, W. (1975). An experimental investigation of ground vortex formation during reverse engine operation, Em *Aiaa/sae 11th propulsion conference*. <https://doi.org/10.2514/6.1975-1322>
- Murphy, J. (2008). *Intake Ground Vortex Aerodynamics* (tese de doutoramento). Cranfield University.
- Murphy, J. & MacManus, D. G. (2011). Inlet ground vortex aerodynamics under headwind conditions. *Aerospace Science and Technology*, 15(3), 207–215. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2010.12.005>

- Nakayama, A. & Jones, J. R. (1999). Correlation for formation of inlet vortex. *AIAA journal*, 37(4), 508–510. <https://doi.org/10.2514/2.743>
- Revuz, J. (2011). *Numerical around simulation of the wind flow and its dynamic a tall building response to wind excitation* (tese de doutoramento). University of Nottingham.
- Rodert, L. & Garrett, F. (1955). Ingestion of Foreign Objects Into Turbine Engines by Vortices. *National Advisory Committee for Aeronautics*, (February).
- Schlichting, H. & Gersten, K. (2017). *Boundary-Layer Theory* (9th). Springer. [https://doi.org/10.1007/978-3-662-52919-5\\_2](https://doi.org/10.1007/978-3-662-52919-5_2)
- Seddon, J. & Goldsmith, E. (1999). *Intake Aerodynamics* (2nd). Blackwell Science. <https://doi.org/10.2514/4.473616>
- Shin, H. W., Greitzer, E. M., Cheng, W. K., Tan, C. S. & Shippee, C. L. (1986). Circulation measurements and vortical structure in an inlet-vortex flow field. *Journal of Fluid Mechanics*. <https://doi.org/10.1017/S0022112086002124>
- Shmilovich, A. & Yadlin, Y. (2006). Engine Ground Vortex Control. *Collection of Technical Papers - AIAA Applied Aerodynamics Conference*, 2(June), 786–794. <https://doi.org/10.2514/6.2006-3006>
- Shmilovich, A., Yadlin, Y., David, M. & Roger, W. (2004). Air inlet for an aircraft jet engine with an active system for the suppression of a ground vortex.
- Smith, J. P. (1970). Protective Air Curtain for Aircraft Engine Inlet.
- Swainston, M. J. C. (1974). Vortex Formation Near the Intakes to Turbomachinery and Duct Systems. *Heat Fluid Flow*. [https://doi.org/10.1243/pime\\_proc\\_1974\\_188\\_071\\_02](https://doi.org/10.1243/pime_proc_1974_188_071_02)
- Trapp, L. G. & Girardi, R. d. M. (2010). Crosswind effects on engine inlets: The inlet vortex. *Journal of Aircraft*, 47(2), 577–590. <https://doi.org/10.2514/1.45743>
- Trapp, L. G. & Girardi, R. d. M. (2012). Evaluation of engine inlet vortices using CFD. *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, (January), 1–13. <https://doi.org/10.2514/6.2012-1200>
- Versteeg, H. K. & Malalasekera, W. (2007). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method* (2nd).
- Vunnam, K. & Hoover, R. (2011). Modeling of inlet distortion using a combined turbofan and nacelle inlet model during crosswind and low speed forward operation. *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 1(Reference 2), 371–380. <https://doi.org/10.1115/GT2011-46466>
- White, F. M. (2011). *Fluid Mechanichs*, 7th Edition. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-546801-5.50017-7>
- Wilcox, D. C. (2006). *Turbulence Modeling for CFD (Third Edition)*.
- Xiao, H. & Cinnella, P. (2019). Quantification of model uncertainty in RANS simulations: A review. *Progress in Aerospace Sciences*, arXiv 1806.10434. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2018.10.001>
- Yeung, A., Vadlamani, N. R., Hynes, T. & Sarvankar, S. (2019). Quasi 3D nacelle design to simulate crosswind flows: Merits and challenges. *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, 4(3), 1–14. <https://doi.org/10.3390/ijtp4030025>